PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1912. Redaktionsschluß für No. 16 am 27. Juli 1912. 13. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. Kaempf, Sättigungsströme in Selen. S. 689.

H. Rohmann, Gleichrichtereffekte mit unsymmetrischen Wechselspannungen. S. 694.

K. Fajans, Über die Verzweigung der Radiumzerfallsreihe. S. 699.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor A. Battelli.)

No. 43: A. Occhialini, Die Existenzbedingungen des Lichtbogens zwischen Kohlen. S. 705.

W. Rybczyński, Über die Beugung eines Impulses von positiver und negativer Amplitude. S. 708.

J. Miczyński, Ein Beitrag zur elektronentheoretischen Deutung der beobachtbaren elektrischen und magnetischen Vektoren. S. 710.

G. v. Hevesy, Radioaktive Methoden in der Elektrochemie. S. 715.

A. Werner, Über den Abfall der Sonnenintensität während der Finsternis vom 17. April 1912. S. 719.

A. Esau, Über den Einfluß der Atmosphäre auf funkentelegraphische Sender und Empfänger. S. 721.

F. Krüger u. M. Moeller, Über die Absorption der ultravioletten Strahlung im Ozon und ihre Verwendung zur Bestimmung geringer Ozonkonzentration. S. 729.

W. Marckwald, Über den internationalen Radiumstandard. S. 732.

Besprechungen:

J. M. Eder u. E. Valenta (Kaiserliche Akademie der Wissenschaften in Wien), Atlas typischer Spektren. S. 734.

B. Dunz, Neuere Kenntnisse von den Seriengesetzen der Linienspektra. S. 735.

Tagesereignisse. S. 735.

Personalien. S. 736.

Angebote. S. 736.

Gesuche. S. 736.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Sättigungsströme in Selen.

Von F. Kaempf.

Einleitung.

Legt man an eine Selenzelle eine wachsende Potentialdifferenz, so wächst nach Angaben Adams[1]) die Stromstärke nicht proportional mit der angelegten Spannung, sondern schneller an, d. h. der Widerstand der Zelle nimmt ab. Dieser Spannungseffekt, der auch bei anderen schlecht leitenden Materialien (z. B. Antimonit) vorkommt, ist neuerdings von Luterbacher[2]) und Ries[3]) genauer untersucht worden. Luterbacher kommt hierbei zu dem Resultat, daß der Widerstand schließlich bei immer weiter gesteigerter Spannung einen konstanten Wert annimmt. Ries verfolgt in seinen Untersuchungen wesentlich die zeitliche Ausbildung sowie das Abklingen der durch die hohe Potentialdifferenz hervorgerufenen Herabsetzung des Widerstandes. Es soll schon an dieser Stelle hervorgehoben werden, daß außer dieser relativ langsamen, im Verlauf von Sekunden und Minuten eintretenden Verminderung des Widerstandes nach meinen Beobachtungen eine fast momentan einsetzende Erniedrigung zu bemerken ist, über welche jener allmähliche Prozeß sich überlagert. Zunächst soll nur von dem ersten außerordentlich schnell sich ausbildenden Effekt die Rede sein.

Diese, lediglich durch das schnellere Ansteigen der Stromstärke bei Steigerung der Spannung, charakterisierte Erscheinung erinnert sehr an die Verhältnisse, die in Gasen bei der Oberflächenionisation eintreten, wo bekanntlich für kleine Potentialdifferenzen die Stromstärke proportional mit dem Quadrate der Potentialdifferenz wächst. Man könnte daher, wenn man diese Übereinstimmung für mehr als eine Zufälligkeit hält, sich die Stromleitung im Selen (sowie in anderen schlechtleitenden Materialien) als eine Übereinanderlagerung einer Eigenleitfähigkeit des Selens, durch Volumdissoziation hervorgerufen, und einer an der Grenzschicht Selen—Metall vorhandenen Leitfähigkeit denken. Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, die hieraus zu ziehenden Konsequenzen zu prüfen, insbesondere die Möglichkeit, einen Sättigungsstrom zu erhalten, zu untersuchen. Die vorliegende Mitteilung soll sich mit dem Nachweis des Bestehens eines solchen Sättigungsstroms befassen. Weitere quantitative Versuche, auch über anderweitige aus dieser Anschauung sich ergebende Folgerungen sind im Gange und sollen später mitgeteilt werden.

Da die Leitfähigkeit von Selen nach der jetzt wohl allgemein angenommenen Anschauung eine elektronische ist, soll zunächst der Mechanismus einer solchen Stromleitung betrachtet werden.

Über die Möglichkeit von Sättigungsströmen in einem elektronisch sehr schlechtleitenden Körper.

Das Besondere der elektronischen Leitfähigkeit in festen Körpern gegenüber der elektrolytischen ist, abgesehen davon, daß kein nach-

1) Proc. of the Roy. Soc. **33**, 535, 1875. Vgl. auch F. Braun, Pogg. Ann. **153**, 556, 1874 und Wied. Ann. **1**, 95, 1877.

2) Jos. Luterbacher, Der Einfluß der elektromotorischen Kraft auf den elektrischen Widerstand des Selens. Ann. d. Phys. **33**, 1392, 1910.

3) Ries, Spannungseffekt am Selen und Antimonit. Ann. d. Phys. **38**, 1055, 1911.

weisbarer Massentransport stattfindet, dadurch gegeben, daß nach allen bisherigen Beobachtungen die Leitung einzig und allein durch die negativen Elektronen besorgt wird, während das positive Restatom als ruhend angenommen werden muß. Dadurch tritt sofort ein fundamentaler Unterschied hinsichtlich des Sättigungsstroms gegenüber dem in dichten Gasen in Erscheinung. Nehmen wir an, daß der betrachtete Körper C sich zwischen den metallisch gutleitenden Elektroden befinde, so würde bei angelegter Spannung an den Elektroden für ein Gas dann Sättigungsstrom eintreten, wenn sämtliche in ihm gebildete Ionen durch die Kraft des Feldes an die Elektroden gezogen würden, wenn also die Lebensdauer eines Teilchens gleich oder größer ist als die Zeit, die ein Ion unter dem Einfluß der elektrischen Kraft braucht, um den Abstand von der einen zur anderen Elektrode zu durchwandern. Maßgebend ist hierbei die Zeit, welche die Ionengattung geringster Beweglichkeit braucht. Würden dagegen, wie bei der elektronischen Leitung, die Teilchen eines Vorzeichens die Beweglichkeit o haben, so wäre, wenn von den Elektroden in den Körper C keine geladenen Teilchen gelangen könnten, ein dauernder Strom wegen der sich anhäufenden Ladungen überhaupt nicht möglich. Dieser ist also lediglich bedingt durch die Zahl der von der Kathode in C eintretenden Elektronen. Das Problem der Möglichkeit eines Sättigungsstroms läuft demnach auf die Frage hinaus, ob, bzw. unter welchen Bedingungen die Abgabe von Elektronen in den Körper C stattfindet. In dem Grenzfall, daß C ein Isolator ist, können die Elektronen, auch bei angelegter Spannung, die Elektrode wegen der elektrostatischen Anziehung durch ihr Spiegelbild nicht verlassen, wenn nicht das aufgedrückte Potentialgefälle enorm hoch ist, oder die Elektronen mit hoher Eigengeschwindigkeit, wie sie bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht auftritt, behaftet sind. Immerhin ist die durch Molekularbewegung ihnen (bzw. einem Teil derselben) zukommende Eigengeschwindigkeit eine so beträchtliche, daß sie sich von der Grenzfläche des Metalls ein geringes Stück (δ) entfernen können, um dann zu dem Metall zurückzukehren. Treffen die Elektronen in diesem Bereich δ positive Ladungen an, so werden sie an der Rückkehr verhindert. Die Gesamtzahl der positiven Ladungen kann nun im Grenzfall die Zahl der durch Dissoziation freiwerdenden sein, sie sei $Nq\delta$, wo N die Zahl der in der Volumeinheit und Zeiteinheit zerfallenden Moleküle ist, q = Querschnitt. δ kann man nach Versuchen von Rother[1]) von der Größenordnung von kleiner als 100 $\mu\mu$ annehmen, wenn man die höhere Dichte des Mediums (Selen) berücksichtigt. Ich kann mir daher diesen Raum vorstellen als stark ionisiert mit der beschränkenden Bedingung, daß nur so viel Elektronen denselben (nach Seite des schlechten Leiters) verlassen können, als in ihm positive Ladungen entstehen. Gelingt es daher, die Potentialdifferenz so stark zu erhöhen, daß diese Zahl von Elektronen herausgezogen wird, so werden wir die Erscheinung des Sättigungsstroms beobachten. Andererseits muß bei kleinen elektromotorischen Kräften analog den bei Gasen mit Oberflächenionisation eintretenden Erscheinungen eine Vermehrung der Leitfähigkeit mit steigenden Potentialdifferenzen eintreten.

Aussicht auf Erfolg kann man natürlich nur bei Benutzung sehr schlechter Leiter erwarten, schon aus dem Grunde, weil nur diese die Herstellung eines sehr hohen Potentialgefälles gestatten, ohne daß durch die Joulesche Wärme eine unzulässig hohe Erwärmung eintritt. Aus gleichem Grunde werden auch sehr dünne Leiter wegen der besseren Wärmeabgabe günstig sein. Nach der obigen Überlegung muß die Größe des Sättigungsstroms gegeben sein durch die Zahl der in der Grenzschicht entstehenden Elektronen, also proportional der Zahl N sein. Die Leitfähigkeit ist dagegen gegeben durch nue, wo $n = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$ ist, u = Beweglichkeit, n = Zahl der in der Volumeinheit vorhandenen Elektronen, α der Wiedervereinigungskoeffizient. Über α, also auch über N, ist nichts bekannt, daher wurde zu den Versuchen Selen als ein Körper genommen, der aus dem oben erwähnten Spannungseffekt ein relativ kleines N bzw. α erhoffen ließ, und der außerdem durch seine Fähigkeit, im Lichte die Zahl seiner Elektronen zu vermehren, mannigfache experimentelle Vorteile versprach. Nach zahlreichen negativ verlaufenen Versuchen war es schließlich möglich, mit Hilfe der nachstehend beschriebenen Herstellungs- und Meßmethoden zu einem Resultat zu gelangen.

Die Selenpräparate.

Auf Glasplatten wurde in der bekannten Weise ein ziemlich dicker Platinspiegel eingebrannt und nun mit einem feinen Stichel auf der Teilmaschine ein Strich weggenommen. Die Breite des so hergestellten Spalts betrug bei brauchbaren Präparaten 0,06—0,025 mm. Dieser Spalt — und natürlich auch die angrenzenden platinierten Teile — wurde in der Weise durch Kathodenzerstäubung mit Selen überzogen, daß das übrige Platin mit einer Schablone aus

1) Diese Zeitschr. **12**, 671—674, 1911.

dünnem Glimmer, in welchen ein möglichst schmaler Spalt eingeschnitten war, bedeckt war. Die fertige Zelle hatte dann die in der Fig. 1 schematisch gegebene Gestalt.

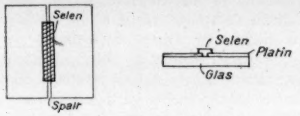


Fig. 1.

Die Umwandlung der Zellen erfolgte nach den Vorschriften von Ries, insbesondere wurde, um nicht hygroskopische Präparate zu erhalten, auf rasche Abkühlung Wert gelegt. Sie zeigten daher auch die von Ries für normale Selenpräparate angegebenen Merkmale. Die Umwandlung selbst, die im elektrischen Ofen vorgenommen wurde, scheint aber bei diesen dünnen Schichten nicht so weit fortzuschreiten als bei kompakteren Massen von Selen, denn obwohl die Zellen in der Aufsicht das schiefergraue Aussehen von metallischem Selen zeigten, waren sie in der Durchsicht im Mikroskop — nur bei sehr intensiver Beleuchtung — dunkelrot durchscheinend. Der Widerstand der Zellen war ein enorm hoher, er lag bei den verschiedenen Zellen zwischen 10^7 bis 10^9 Ohm. Die Lichtempfindlichkeit war z. T. sehr groß, bei einem Präparat sank z. B. bei starker Beleuchtung der Widerstand auf etwa den 40sten Teil.

Beobachtungsmethode.

Die in der Einleitung hervorgehobene Erscheinung, daß der Widerstand des Selens durch den Stromdurchgang ganz allmählich sich ändert, wobei die Trägheit des Vorganges nahelegt, daß diese Änderung durch eine chemische Umwandlung oder Verschiebung des Gleichgewichtszustandes hervorgerufen wird, machten eine Beobachtung mit Dauerstrom auch bei Benutzung eines Galvanometers mit der kurzen Schwingungsdauer von etwa 1 Sekunde (außer bei sehr geringen Spannungen) unmöglich; es mußte deshalb ballistisch beobachtet werden. Da man andererseits aber auch für die Herstellung eines stationären Zustandes des Elektronenstroms eine gewisse, wenn auch kurze Zeit rechnen mußte, so wurde das in der Fig. 2 dargestellte Schaltungsschema angewandt.

In der Figur bedeuten S die Stromquelle, Z die Selenzelle, E einen Stromschlüssel zum Einschalten, K eine Kurzschlußvorrichtung, A einen Ausschalter, M einen Glimmerkondensator von 1 Mikrofarad, G das Galvanometer, R einen

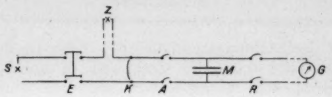


Fig. 2.

Stromschlüssel. Die Stromquelle bestand aus einer kleinen Hochspannungsakkumulatorenbatterie (H) (Fig. 3), welche unter Zuhilfenahme

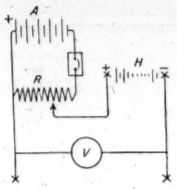


Fig. 3.

von 5 Einzelakkumulatoren (A) sowie eines Rheostaten R die Spannung von 0—300 Volt zu variieren gestattete. Die Klemmspannung selbst wurde mittels eines Voltmeters von variablem Meßbereich gemessen. E, K und A sind Teile eines Pendelunterbrechers, dessen Pendel etwa 1,5 m lang war, dabei waren E, K und A auf einem Schlitten verschiebbar montiert, so daß die Zeiten des Stromschlusses variiert werden konnten. Die benutzten Zeiten des Kurzschlusses sowie der Aufladung des Kondensators lagen in der Größenordnung von etwa 0,05 sec. Die Einzelbeobachtung geschah demnach in der folgenden Reihenfolge: Der Kontakt R zwischen Kondensator und Galvanometer wird aufgehoben, die elektromagnetische Sperrung des Pendels wird durch Öffnung eines Schalters gelöst, durch das Pendel wird zunächst der Strom bei E geschlossen, dann der Kurzschlußbügel K weggeschlagen und darauf der geschlossene Schalter A geöffnet. Die Ladung des Kondensators wird unmittelbar hierauf durch Schließen von R mit dem Galvanometer ballistisch gemessen. Zwischen je zwei Messungen lag eine Zeit von etwa 4—5 Minuten. Um nun wenigstens für den Lichtstrom eine angebbare stromdurchflossene Schicht zu haben, wurde die Belichtung von der Rückseite der Glasplatte vorgenommen. Hierdurch wird bewirkt, daß — bis auf die sehr geringen durch den Platinüberzug durchdringenden Lichtstrahlen — nur das zwischen den Platinelektroden befindliche Selen belichtet ist.

Resultate.

Tabelle I bzw. die Kurven der Fig. 4 geben die Beobachtungsresultate der Zelle I, deren Spaltbreite 0,060 bis 0,062 (an verschiedenen Stellen) war. In den Kurven sind die Ordinaten des gemessenen Lichtstroms (L_g) sowie des

Tabelle I.

Potential-differenz	Ausschlag		Differenz
	unbelichtet	belichtet	
2	3,7	46	42,3
3	6	73	67
4	8,4	96	87,6
5	10,7	125	114,3
7,5	16,5	200	183,5
10	23	280	257
21	58	665	607
31,5	104	980	876
42	151	1190	1039
52,5	199	1330	1131
61,5	239	1390	1151
71,5	278	1430	1152
82	320	1460	1140
92,5	350	1470	1120
102,5	360	1460	1100
113	370	1460	1090
123,2	370	1480	1110
134	375	1450	1075
145	380	1460	1080
155	370	1460	1090

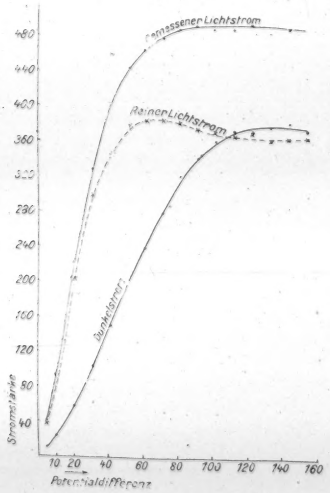


Fig. 4.

reinen Lichtstroms $L_r = L_g - D$ gegenüber der des Dunkelstroms (D) durch 3 dividiert, um diese Kurver in die Figur bringen zu können.

Aus den Kurven sehen wir zunächst, daß tatsächlich ein Sättigungsstrom auftritt, allerdings erst bei sehr hohen Potentialgefällen, denn der Spannung von 70 bis 80 Volt entspricht ein Potentialgefälle von etwa 12000 Volt/cm. Ferner fällt, besonders an der Kurve, die den reinen Lichtstrom darstellt, auf, daß die Endwerte der Kurve nicht, wie man bei einem normalen Sättigungsstrom erwarten sollte, die höchsten Beträge aufweisen, sondern etwas tiefer liegen als die Stromstärken bei geringeren Spannungen. Man wird geneigt sein, dieses Paradoxon auf Beobachtungsfehler zurückzuführen. Sie wurden in der Tat auch vom Verfasser zunächst dafür gehalten, jedoch ergaben wiederholte Messungen (auch an anderen Präparaten) immer den gleichen Gang, so daß sich an der Realität der Erscheinung nicht zweifeln ließ. Der Grund wurde schließlich in dem schon mehrfach zitierten langsamen Spannungseffekt gefunden. Es wurde nämlich durch Versuche mit Dauerstrom festgestellt, daß sich die Widerstandserniedrigung durch eine angelegte Spannung nur bei nicht allzu enormen Potentialdifferenzen einstellt; dagegen kehrt der Effekt bei Potentialdifferenzen von solchem Betrag, daß beinahe Sättigungsströme erreicht werden, sein Vorzeichen um, d. h. es wird durch den Stromdurchgang eine Widerstandserhöhung hervorgerufen. Behalten wir also die von Luterbacher eingeführte Bezeichnung „Spannungseffekt" bei, so tritt hier ein „negativer Spannungseffekt" auf. Ist der Strom nun nur kurze Zeit geschlossen, so wird der Effekt zwar nur wenig zum Ausdruck kommen, doch ist er, wie aus den Kurven ersichtlich, auch für die angewandten Zeiten noch nicht völlig zum Verschwinden gebracht worden. Durch Benutzung etwas kürzerer Zeiten gelang es, für die beiden folgenden Zellen diesen Fehler herabzudrücken, so daß eine noch weitere Herabminderung derselben durch Fortschreiten in dieser Richtung möglich erscheint.

Sucht man nach einer Erklärung des langsamen Spannungseffekts, so kann man die folgenden Erwägungen anstellen: Nach den oben entwickelten Anschauungen wird durch den Strom die Zahl der Elektronen im Selen in ähnlicher Weise wie in Gasen die Ionen bei Oberflächenionisation vermehrt werden, solange man noch weiter vom Sättigungsstrom entfernt ist, dagegen wird im Gebiete des Sättigungsstroms selber diese Zahl vermindert. Demnach würde das vermehrte Vorhandensein von Elektronen eine chemische (also nicht momentan verlaufende) Umwandlung in einen metallischeren Körper hervorrufen, eine Verminderung das Umgekehrte. Diese Auffassung stimmt auch mit der Tatsache, daß Licht, welches ja eine Vermehrung

der Elektronen hervorbringt, zugleich die Umwandlung in einen besser leitenden Körper, Dunkelheit in einen schlechter leitenden Körper bewirkt. Diese hier nur angedeutete Vorstellung, daß man durch den Strom selbst die Zahl der Elektronen nach Belieben vermehren und vermindern kann, soll in einer späteren Mitteilung präziser durchgeführt werden, auch im Zusammenhang mit den unipolaren Erscheinungen bei Verwendung verschieden großer Elektroden usw. Der von Luterbacher gewonnene Befund, daß der Widerstand bei steigender Spannung schließlich konstant wird, ist aus den hier gegebenen Beobachtungen dadurch zu erklären; daß die angewandten Potentialgefälle noch nicht genügend hoch waren, um in den nach unten konkav gekrümmten Teil der Kurven zu gelangen.

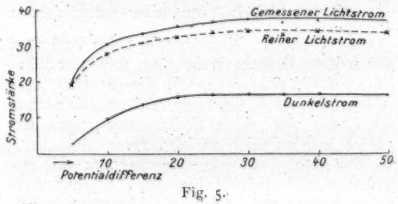


Fig. 5.

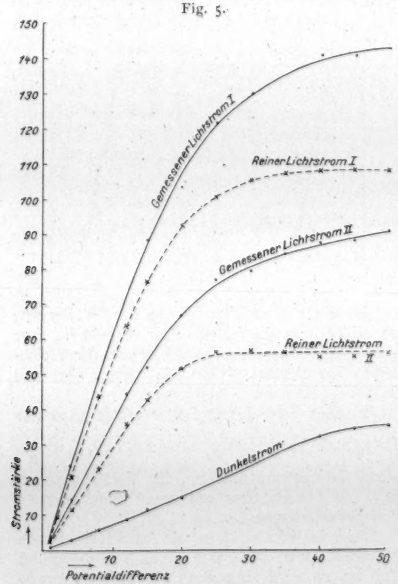


Fig. 6.

Tabelle II.

Potentialdifferenz	Ausschlag		Differenz
	unbelichtet	belichtet	
5	2,5	100	97,5
10	9,7	152	142,5
15	13,3	168	154,7
20	15,8	179	163,2
25	16,3	186	169,7
30	16,5	188	171,5
35	16,5	183 (?)	166,5 (?)
40	16,5	186	169,5
50	16,4	186	169,4

Tabelle III.

Potentialdifferenz	Ausschlag		
	dunkel	belichtet mit Lichtstärke I	belichtet mit Lichtstärke II
1	0,5	2,9	4,6
2	1,4	6,4	11
4	2,9	14,4	23,9
8	5,9	27,1	48,9
12	8,7	44,5	72,5
15	11,6	52	88,2
20	14,8	66,5	103,8
25	15,2	77	122
30	20,8	79,7	130,1
35	28,5	84,5	131,5
40	32,3	87,8	141,2
45	34,2	88,2	141,2
50	35,2	91,1	143,2

Analoge Resultate geben die Tabellen II und III, bzw. die Kurven Fig. 5 und Fig. 6.

Tabelle II und die Kurve der Fig. 5 beziehen sich auf eine Zelle, deren Breite 0,025 bis 0,032 betrug. Die Ordinaten des gemessenen und reinen Lichtstroms sind in fünffacher Verkleinerung gegenüber denen des Dunkelstroms dargestellt.

Tabelle III bzw. die Kurven der Fig. 6 beziehen sich auf eine Zelle, deren Breite ziemlich gleichmäßig 0,043 war, und zwar für zwei verschiedene Lichtstärken. Zu der letzten Figur ist noch zu bemerken, daß die Kurven für die reinen Lichtströme nicht aus den Differenzen der Beobachtungszahlen selbst, sondern aus den Differenzen der Kurven gewonnen wurden.

Natürlich reicht das hier beigebrachte Beobachtungsmaterial noch nicht aus, um eine definitive Entscheidung über die Richtigkeit der angenommenen Hypothesen zu treffen, sie mögen deshalb vorläufig als Arbeitshypothesen aufgefaßt werden.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung hat die folgenden Resultate gezeitigt:

I. Auf Grund von Überlegungen über die Stromleitung in metallisch sehr schlechtleitenden Körpern wurde versucht, im Selen einen

Sättigungsstrom nachzuweisen. Dieser Nachweis gelang auch unter passend gewählten Bedingungen, hiermit wurde also zum erstenmal ein Sättigungsstrom in einem festen Körper beobachtet.

II. Es existiert in ein und demselben Selenpräparat je nach der angewandten Spannung ein positiver oder negativer Spannungseffekt.

Leipzig, Physikal. Institut der Universität, Juni 1912.

(Eingegangen 1. Juli 1912.)

Gleichrichtereffekte mit unsymmetrischen Wechselspannungen.

Von H. Rohmann.

(Mit Tafel XXV.)

Wirkt auf einen Leiter, der dem Ohmschen Gesetz nicht gehorcht, eine Wechselspannung

$$V = \cos \nu_1 t - \cos \nu_2 t, \qquad (1)$$

dann ist die auftretende Gleichstromkomponente im allgemeinen abhängig vom Verhältnis der beiden Frequenzen. Wird ν_1 festgehalten und ν_2 variiert, so treten für bestimmte Werte von ν_2 Maxima der Gleichstromkomponente auf. Im folgenden werden die Beziehungen näher untersucht zwischen der Lage und Größe der Maxima und der Gestalt der Charakteristik des Leiters, die in der Form:

$$i = A_1 V_1 + A_2 V^2 + A_3 V^3 + \cdots = f(V) \qquad (2)$$

angenommen wird. Es ergibt sich eine einfache Methode zur Abstimmung eines Kondensatorkreises auf die halbe oder doppelte (bzw. $\frac{1}{3}$, 3; $\frac{1}{4}$, 4; $\frac{2}{3}$; $\frac{3}{2}$ usw.) Frequenz eines anderen.

Experimentell verwirklicht werden die berechneten Erscheinungen mit Hilfe eines Geißlerrohres als dem Ohmschen Gesetz nicht gehorchendem Leiter. Es ergibt sich eine wenigstens qualitative Übereinstimmung.

Um zunächst das Verhalten eines Leiters unter Einwirkung einer Spannung (1) zu übersehen, wollen wir annehmen, daß in der Charakteristik die Glieder mit geraden Potenzen von V fehlen. Wegen $f(V) = -f(-V)$ ist der Leiter dann kein Gleichrichter im gewöhnlichen Sinne (er könnte etwa durch Überlagern einer konstanten Spannung zu einem solchen gemacht werden).

Legen wir aber an ihn eine Spannung (1) an, und zwar mit den Frequenzen $\nu_2 = 2\,\nu_1$ (bzw. $\nu_1 = 2\,\nu_2$), bei der also die Superposition der cos-Schwingungen eine unsymmetrische Spannungskurve (Fig. 1) ergibt, dann wird man auch in ihm eine Gleichstromkomponente erhalten,

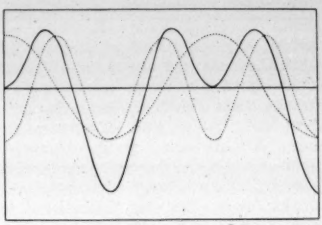


Fig. 1.

wie qualitativ sofort ersichtlich (ihren Betrag werden wir unten genauer bestimmen unter Annahmen, wie sie den Versuchsbedingungen ungefähr entsprechen).

Weicht ν_2 etwas von dem Werte $2\,\nu_1$ (bzw. $\frac{\nu_1}{2}$) ab, so erhält man eine kompliziertere Spannungskurve. Man übersieht das Verhalten des Leiters einfach, wenn man annimmt (ähnlich wie bei Schwebungen): die Schwingungszahlen seien noch die alten und es nähme nur die Phase der einen Schwingung gegen die andere kontinuierlich zu bzw. ab.

Hat sich die Phasendifferenz um 90^0 geändert, so ergibt sich die symmetrische Spannungskurve (Fig. 2), welche keinen Gleichstrom liefert.

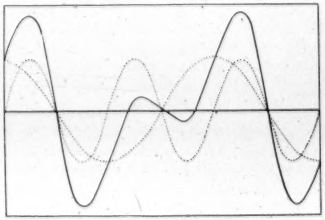


Fig. 2.

Ist die Phasendifferenz um 180^0 verändert, so erhält man die frühere Spannungskurve, nur gespiegelt an der Abszissenachse, und der Gleichstrom hat dieselbe Größe wie früher, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen.

In dem betrachteten Leiter würde man also für genaue Abstimmung $\left(\nu_2 = 2\,\nu_1 \text{ bzw. } \nu_2 = \frac{\nu_1}{2}\right)$ einen Gleichstrom erhalten, für Verstimmungen $(2\,\nu_1 - \nu_2 = \delta\nu)$ aber langsamen Wechselstrom von der Frequenz $\delta\nu$.

Sind die beiden superponierten Schwingungen gedämpft, wie das bei unseren Versuchen der Fall ist, so wird man auch für kleine Verstimmungen noch Gleichstrom erhalten. Seine Größe

nimmt mit wachsender Verstimmung nach Art einer Resonanzkurve ab.

Die Form dieser Kurve, die wir, um einen kurzen Namen zu haben, Abstimmkurve nennen wollen, berechnet sich als:

$$\int_0^\infty i\,dt = A_1 \int_0^\infty V\,dt + A_3 \int_0^\infty V^3\,dt + \cdots$$

(eventuell werden rechts auch die Glieder mit geraden Potenzen von V auftreten).

Dabei soll V der Allgemeinheit wegen angenommen sein als:

$$\left.\begin{aligned} V = {} & C_1 e^{-\alpha_1 t}\cos(\nu_1 t + \varphi_1) - \\ & - C_2 e^{-\alpha_2 t}\cos(\nu_2 t + \varphi_2), \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

die α sollen klein sein gegen die ν.

Das erste Integral rechts liefert Beiträge von der Form:

$$\int_0^\infty e^{-\alpha t}(\cos\nu t + \varphi)\,dt =$$

$$= \frac{1}{\alpha^2 + \nu^2}(\alpha\cos\varphi - \nu\sin\varphi).$$

Dieselben sind aber wegen des Faktors $\frac{1}{\alpha^2+\nu^2}$ bedeutungslos im Vergleich zu einigen Gliedern[1]), die in den späteren Integralen auftreten.

Das Glied mit V^3, das für das folgende das wichtigste ist, ergibt:

$$\begin{aligned} V^3 = {} & C_1{}^3 e^{-3\alpha_1 t}\cos^3(\nu_1 t + \varphi_1) - \\ & - 3C_1{}^2 C_2 e^{-(2\alpha_1+\alpha_2)t}\Big[\frac{1}{2}\cos(\nu_2 t + \varphi_2) + \\ & + \frac{1}{4}\cos\{(2\nu_1 - \nu_2)t + (2\varphi_1 - \varphi_2)\} + \\ & + \frac{1}{4}\cos\{(2\nu_1 - \nu_2)t + (2\varphi_1 - \varphi_2)\}\Big] + \\ & + 3C_2{}^2 C_1 e^{-(2\alpha_2+\alpha_1)t}\Big[\frac{1}{2}\cos(\nu_1 t + \varphi_1) + \\ & + \frac{1}{4}\cos\{(2\nu_2 + \nu_1)t + (2\varphi_2 + \varphi_1)\} + \\ & + \frac{1}{4}\cos\{(2\nu_2 - \nu_1)t + (2\varphi_2 - \varphi_1)\}\Big] - \\ & - C_2{}^3 e^{-3\alpha_2 t}\cos^3(\nu_2 t + \varphi_2). \end{aligned}$$

Davon bilden bei den gemachten Annahmen nur die beiden folgenden Ausdrücke einen wesentlichen Beitrag zu $\int_0^\infty i\,dt$:

$$-A_3\int_0^\infty \frac{3}{4} C_1{}^2 C_2 e^{-(2\alpha_1+\alpha_2)t}\cos\{(2\nu_1 - \nu_2)t +$$

$$+ (2\varphi_1 - \varphi_2)\} = -$$

$$-\frac{3}{4}A_3 C_1{}^2 C_2 \frac{1}{(2\alpha_1+\alpha_2)^2 + (2\nu_1 - \nu_2)^2}((2\alpha_1 + \alpha_2)\cos(2\varphi_1 - \varphi_2) - (2\nu_1 - \nu_2)\sin(2\varphi_1 - \varphi_2)) \quad (4)$$

und entsprechend:

$$+\frac{3}{4}A_3 C_1 C_2{}^2 \frac{1}{(2\alpha_2+\alpha_1)^2 + (2\nu_2 - \nu_1)^2}((2\alpha_2 + \alpha_1)\cos(2\varphi_2 - \varphi_1) - (2\nu_2 - \nu_1)\sin(2\varphi_2 - \varphi_1)). \quad (4')$$

Der erste dieser Ausdrücke erhält merkliche Werte, wenn $(2\nu_1 - \nu_2)$, der zweite, wenn $(2\nu_2 - \nu_1)$ klein ist.

Sind φ_1 und φ_2 beide sehr klein, wie es bei der ersten unten verwandten Anordnung der Fall ist, dann hat man für kleines

$$2\nu_1 - \nu_2 = \delta\nu$$

genähert als Beitrag, den das Glied mit V^3 zum $\int_0^\infty i\,dt$ liefert:

$$E = -\frac{3}{4}A_3 C_1{}^2 C_2 \frac{2\alpha_1 + \alpha_2}{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\delta\nu)^2}. \quad (5)$$

Bezeichnet man den Wert von E für $\delta\nu = 0$ mit E_0, so hat man als Gleichung der Abstimmkurve:

$$y = \frac{E}{E_0} = \frac{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2}{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\delta\nu)^2}. \quad (5')$$

[Dieselbe Gleichung, nur mit $\alpha_1 + \alpha_2$ statt $2\alpha_1 + \alpha_2$, erhält man für die Resonanzkurve zwischen zwei Kondensatorkreisen mit den Dämpfungsfaktoren α_1 und α_2.]

Aus (4′) ergibt sich eine ähnliche Abstimmkurve für $(2\nu_2 = \nu_1)$ nur mit $(2\alpha_2 + \alpha_1)$ statt $(2\alpha_1 + \alpha_2)$.

Ein Leiter mit der Charakteristik $i = A_1 V + A_3 V^3$ liefert also für die Spannung (3) Gleichstrom nur, wenn $\nu_2 \backsimeq \frac{\nu_1}{2}$ oder $\backsimeq 2\nu_1$.

Kommen in der Charakteristik noch die höheren ungeraden Potenzen vor, so würde z. B. V^5 Gleichstrom in der durch die Abstimmkurve gegebenen Verteilung liefern:

außer an den Stellen $2\nu_1 = \nu_2$ und $2\nu_2 = \nu_1$ noch für

$$4\nu_1 - \nu_2 = 0 \quad \text{und} \quad 4\nu_2 - \nu_1 = 0$$

und

$$3\nu_1 - 2\nu_2 = 0 \quad \text{und} \quad 3\nu_2 - 2\nu_1 = 0.$$

Ist der Leiter Gleichrichter im gewöhnlichen Sinne, so enthält (2) auch die geraden Potenzen.

Das Glied mit V^2 trägt zu dem oben behandelten Effekt nichts bei, sondern gibt eine Gleichstromkomponente, die für alle Werte von

1) Wenigstens wenn die α Werte haben, die klein gegen die ν sind, was wir annehmen wollen.

ν_2, welche nicht in der Nähe von ν_1 liegen, konstant ist und für $\nu_2 = \nu_1$ ein Maximum nach Art einer Resonanzkurve hat.

Das Glied mit V^4 gibt eine ähnliche Gleichstromkomponente wie V^2 und außerdem den unsymmetrischen Effekt für:

$$\nu_2 = 3\,\nu_1 \quad \text{bzw.} \quad \nu_1 = 3\,\nu_2.$$

Die Lage eines Maximums des Gleichstromeffekts als Funktion von ν_2 und seine Gestalt erlauben also die Bestimmung der Koeffizienten für die einzelnen Potenzen von V in der Charakteristik[1]).

Der oben erörterte Gleichrichtereffekt wurde experimentell am Geißlerrohr beobachtet. Wir können gleich vorwegnehmen, daß das Geißlerrohr, wie aus Symmetriegründen zu erwarten, nicht Gleichrichter im gewöhnlichen Sinne ist, und daß zur Deutung der Resultate, die vorläufig mehr qualitativer Natur sind, eine Charakteristik

$$i = A_1 V + A_3 V^3$$

ausreicht.

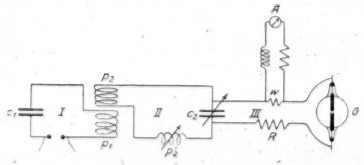


Fig. 3.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 3 dargestellt. Die beiden gedämpften Sinusschwingungen werden als Eigenschwingung und erzwungene Schwingung im Kondensatorkreis II erhalten.

I ist ein Kondensatorkreis aus einer Leidener Flasche c_1 von ca. $1{,}25 \times 10^{-18} \frac{\text{sec}^2}{\text{cm}}$ C.G.S. und einer Selbstinduktion p_1 von ca. $2{,}5 \times 10^4$ cm C.G.S. Seine Frequenz beträgt: $\nu_1 = 5{,}88 \times 10^6$.

Er enthält eine Funkenstrecke und wird durch Induktor mit Quecksilberunterbrecher erregt.

Kreis II ist mit ihm durch die Selbstinduktion p_2 von ca. $2{,}5 \times 10^4$ cm gekoppelt und enthält eine variable Kapazität c_2 (Ölkondensator, dem zur feineren Einstellung ein kleiner Drehkondensator parallel geschaltet ist) und eine kleine variable Selbstinduktion p_2'.

An den Klemmen von c_2 liegt das Geißlerrohr G in einem Kreise III, der die induktionslosen Widerstände w (und R) enthält. w betrug bei den ersten Messungen (s. u.) ca. 200 Ω, bei der zweiten Methode ca. 1000 Ω; R war ein Ruhstratscher Schieberwiderstand, dessen Verwendung unten näher beschrieben ist, für die erste Methode bleibt er ausgeschaltet. Parallel zu w liegt das Galvanometer (Nadirzeigerinstrument: 400 Ω, 1 Skt. $= 1{,}5 \times 10^{-7}$ Amp.), seine Zuleitungen enthalten größere Selbstinduktionen, um dem Wechselstrom den Durchtritt durch das Instrument zu verwehren.

Es wurden verschiedene Formen von Geißlerröhren mit Elektroden aus verschiedenen Metallen verwandt; dasjenige Rohr, das zu den hier angegebenen Messungen diente, besteht aus einer Glaskugel von ca. 12 cm Durchmesser. Die symmetrischen Elektroden sind zylindrische Messingstäbe von 1 cm Durchmesser und 4 cm Länge. Ihre einander zugewandten Enden sind auf etwa 5 mm genähert. Das Rohr wurde mit Luftfüllung von ca. 0,2 mm Hg-Druck benutzt. (Dieser Druck ergab ungefähr ein Maximum des Gleichstroms, genauere Untersuchungen darüber und über das Verhalten verschiedener Gase und Metalle muß ich einer weiteren Arbeit vorbehalten.)

Die Koppelung zwischen I und II muß so groß gewählt werden, daß das Rohr nicht mehr flackernd leuchtet; Bestrahlung desselben mit einem Radiumpräparat verbessert die Regelmäßigkeit. Der Gleichstrom, den man unter Benutzung einer Magnesiumfunkenstrecke in I und eines guten Quecksilberunterbrechers erhält, ist recht konstant. Die Funkenlänge betrug ca. 2 mm; mit Magnesium als Elektrodenmaterial erhält man dabei einen fast theoretischen Verlauf der Schwingungen. Es ist das von Wichtigkeit, da ein Abreißen des Funkens die Erscheinungen stark verändert.

Unregelmäßigkeiten entstehen nur, wenn die Potentialdifferenzen zwischen Spule und Magnetsystem des Galvanometers zu groß werden, das konnte aber durch die vorgeschaltete Selbstinduktion immer verhindert werden.

Eine Kontrolle dafür, daß die Spannungen die Ausschläge des Galvanometers nicht beeinflussen, gibt das Kommutieren des Primärstroms im Induktor. Der Ausschlag muß bis auf das Vorzeichen ungeändert bleiben.

Kreis II wird nur mit solchen Frequenzen ν_2 benutzt, die von der Frequenz ν_1 von I stark verschieden sind, so daß man auch bei enger Koppelung keine Rückwirkung hat und für die Spannung an den Klemmen von c_2 also setzen kann[1]):

$$V \backsim \frac{{\nu_2}^2}{{\nu_1}^2 - {\nu_2}^2} (e^{-\alpha_1 t} \cos \nu_1 t - e^{-\alpha_1 t} \cos \nu_2 t),$$

1) s. a. Corbino, diese Zeitschr. **11**, 414, 1910.

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 74, 1891.

dabei sind die a klein gegen die ν vorausgesetzt.

Bis auf den mit ν_2 variablen Faktor vor der Klammer entspricht das den oben gebrauchten Annahmen. Die Spannung am Geißlerrohr kann man als dazu proportional ansetzen[1]). Wir werden also bei der Veränderung von ν_2 im Galvanometer Gleichstrom nach Art einer Abstimmkurve erwarten können. Der mit der Annäherung von ν_2 an ν_1 wachsende Amplitudenfaktor in V wird allerdings eine kleine Verschiebung der Maxima der Abstimmkurve ergeben; wir gehen nicht weiter darauf ein, da es sich nicht um genauere Messungen handelt.

Fig. 4 und 5 geben einige Beobachtungs-

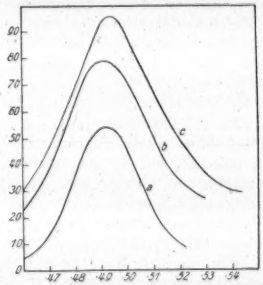


Fig. 4.

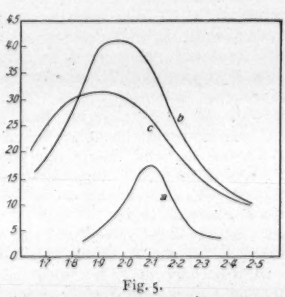


Fig. 5.

resultate wieder. Als Abszissen sind die Werte $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ aufgetragen (ν_2 wurde variiert durch Veränderung von c_2). Ordinaten sind die Galvanometerausschläge. Die einzelnen Kurven einer Figur sind bei verschieden starken Koppelungen zwischen I und II (entsprechend verschieden starken Erregungen des Geißlerrohrs) aufgenommen; a bei der kleinsten, c bei der größten Koppelung.

Die Kurven haben ungefähr das berechnete Aussehen; am regelmäßigsten sind sie für die kleinere Frequenz. Das Maximum fällt ungefähr mit den Abstimmstellen $\nu_2 = \frac{\nu_1}{2}$ und $\nu_2 = 2\nu_1$ zusammmen (die Abweichung kann zum Teil durch Fehler in der Konstantenbestimmung bedingt sein).

Mit wachsender Koppelung tritt eine Deformation der Kurven namentlich für die größere Frequenz auf. Die Größe des Maximums nimmt ab, die ganze Erscheinung wird undeutlich.

Versucht man aus den einzelnen Kurven die Dämpfungsfaktoren zu bestimmen, so ergibt sich: $(2\alpha_2 + \alpha_1)$ aus Fig. 4

a zu $0{,}011\ \nu_1$,
b „ $0{,}016\ \nu_1$,
c „ $0{,}018\ \nu_1$

und $(2\alpha_1 + \alpha_2)$ aus Fig. 5

a zu $0{,}081\ \nu_1$,

während anderweitig bestimmt wurde:

$$\alpha_1 = 0{,}02\ \nu_1, \quad \alpha_2 = 0{,}012\ \nu_1.$$

Das Aussehen des Geißlerrohrs bei diesen Versuchen zeigen die Photographien Fig. 6[1]).

Dieselben sind bei den Fig. 4a entsprechenden Verhältnissen aufgenommen für die Werte $\nu_2 = 0{,}47\ \nu_1$, $0{,}49\ \nu_1$ und $0{,}52\ \nu_1$.

An der Abstimmstelle ist das Leuchten einseitig. An der schwach leuchtenden Elektrode tritt das positive Glimmlicht auf, das bei der Erregung eines Geißlerrohres mit schnellen Wechselströmen im allgemeinen nicht sichtbar wird. Das Umschlagen des symmetrischen Leuchtens in das unsymmetrische ist verhältnismäßig scharf und bietet eine ganz bequeme Einstellung. Bei stärkeren Erregungen, bei denen die ganzen Elektroden mit Glimmlicht bedeckt sind, treten die Unterschiede zwar weniger stark hervor, genügen aber immer noch zur Einstellung.

Im großen ganzen haben wir also gefunden, daß das Geißlerrohr sich qualitativ wie ein Leiter mit der Charakteristik $i = A_1 V + A_3 V^3$ verhält. Wenn im einzelnen Abweichungen auftreten, so ist zu vermuten, daß dieselben dem plötzlichen Erlöschen des Geißlerrohres oder auch hysteresisartigen Erscheinungen zuzuschreiben sind.

Bemerkt sei noch, daß entsprechende Abstimmkurven auch mit dem Bleiglanzdetektor beobachtet wurden; über den hier beschriebenen

1) Man wird in erster Näherung nämlich annehmen dürfen, daß in der Charakteristik des Geißlerrohres das Glied mit V alle anderen übertrifft, d. h., daß der konstante Teil des Widerstandes groß ist gegen den variablen.

1) Fig. 6 befindet sich auf Tafel XXV.

Effekt lagert sich die gewöhnliche Gleichrichterwirkung.

Eine von der oben beschriebenen etwas verschiedene Anordnung erlaubt die Gleichrichterwirkung für unsymmetrische Spannungen noch in anderer Weise auszunützen. Man erhält dabei sehr scharfe Einstellungen, so daß sich die Methode unter Umständen für genauere Messungen verwenden läßt.

Betrachten wir dazu zunächst Gl. (4), die uns den Gleichstrom (er sei bezeichnet mit I) durch ein Geißlerrohr von der Charakteristik $i = a_1 V + a_3 V^3$ gibt, wenn auf dasselbe eine Spannung

$$V = C_1 e^{-\alpha_1 t} \cos(\nu_1 t + \varphi_1) - C_2 e^{-\alpha_2 t} \cos(\nu_2 t + \varphi_2)$$

wirkt, bei der $\nu_2 \backsimeq 2\nu_1$ ist.

(4) zeigt nun, daß I für $2\nu_1 = \nu_2$ Null wird, wenn

$$2\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \qquad (6)$$

ist.

Nehmen wir diese Relation zwischen den Phasenkonstanten an, wobei φ_2 auch bei Veränderungen von ν_2 konstant sein soll, so ergibt sich folgende Beziehung zwischen I und ν_2:

$$I = \text{const}\, C_1^2 C \cdot \frac{2\nu_1 - \nu_2}{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (2\nu_1 - \nu_2)^2}. \qquad (7)$$

Wir erhalten also jetzt eine Abstimmkurve, die ein von den früheren ganz verschiedenes Aussehen hat. Sie schneidet an der Abstimmstelle die Abszissenachse, und zwar unter einem Winkel α, der je nach Wahl der Konstanten sehr groß gemacht werden kann.

$$\operatorname{tg}\alpha = \left(\frac{dI}{d\nu_2}\right)_{\nu_2 = 2\nu_1} = -\text{const}\, C_1^2 C_2 \frac{1}{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2}.$$

Um diese I-Kurven experimentell zu erhalten, müssen wir also auf das Geißlerrohr Spannungen wirken lassen, welche bestimmte Phasenverschiebungen φ_1 und φ_2 gegen die Spannungen an den Klemmen des Kondensators c_2 haben, und das läßt sich durch eine kleine Änderung unserer ursprünglichen Anordnung erzielen.

Der an c_2 angelegte Kreis III, der das Geißlerrohr enthält, wird mit Selbstinduktion ausgestattet, so daß ein neuer, mit II durch die Kapazität c_2 gekoppelter Schwingungskreis entsteht. Von ihm wollen wir, wie es den tatsächlichen Verhältnissen entspricht, voraussetzen, daß er sehr stark gedämpft ist, und daß seine Frequenz ν_3 sowohl von ν_2 wie von ν_1 abweicht.

Das Geißlerrohr denken wir uns vorerst durch einen äquivalenten Widerstand[1]) ersetzt. Die Spannung an seinen Enden ist dann proportional der Stromstärke in III.

Da wegen der Annahmen über die Konstanten von III keine Rückwirkung von III auf II stattfindet, erhält man diese Stromstärke, indem man annimmt, es wirke auf III eine äußere elektromotorische Kraft

$$E = C_1 e^{-\alpha_1 t} \cos \nu_1 t - C_2 e^{-\alpha_2 t} \cos \nu_2 t;$$

gleich der Spannung, die am Kondensator c_2 erzeugt wird, wenn III fehlt.

Ist nun der Kreis, wie angenommen, stark gedämpft, so sind in ihm merklich nur die erzwungenen Schwingungen von den Frequenzen ν_1 und ν_2; und jeder dieser Wechselströme hat gegen die ihn erzeugende Spannung eine bestimmte Phasenverschiebung (φ_1 bzw. φ_2), wobei φ_1 außer von ν_1 noch von der Frequenz und Dämpfung von III abhängt, entsprechendes gilt für φ_2.

Bei vorgeschriebenen Werten ν_1 und ν_2 erhält man durch Variation von ν_3 in gewissen Grenzen beliebige Werte von φ_1 und φ_2, und man hat also ein Mittel, auf das Geißlerrohr phasenverschobene Spannungen verschiedener Periode wirken zu lassen.

Die Bedingungen, denen Kreis III genügen muß, damit die Relation (6) erfüllt ist für $\nu_2 = 2\nu_1$, sind ziemlich kompliziert. Man überzeugt sich aber durch graphische Konstruktion davon, daß sie im allgemeinen erfüllbar sind. Experimentell sind dieselben durch Variieren der Selbstinduktion in III sehr einfach zu erfüllen.

Bei der Ausführung wurde als Selbstinduktion ein Ruhstratscher Schieberwiderstand R benutzt, bei dem auf den Zentimeter ungefähr 13 Windungen kommen. Sein Widerstand (22 cm = 90 Ω) kommt gegen den übrigen (w = ca. 1000 Ω) weiter nicht in Betracht.

Zur Einstellung wird zuerst mit Hilfe von c_2 der Kreis II ungefähr abgestimmt; für die hier wiedergegebenen Messungen auf doppelte Frequenz des ersten Kreises.

Dann wurde durch Variieren der Selbstinduktion R in III der Ausschlag des Galvanometers zu Null oder möglichst klein gemacht. Änderte man jetzt ν_2 mit Hilfe von p_2', so erhielt man die in Fig. 7a dargestellte Abstimmkurve. R und c_2 bildeten dabei einen Schwingungskreis von der Frequenz: $2{,}69 \times 10^6$ (falls der Widerstand w sowie das Geißlerrohr daraus entfernt war).

Wurde R etwas verstellt, so erhielt man die Abstimmkurven 7b und 7c, und zwar

1) Indem wir wieder annehmen, daß der konstante Widerstand groß ist gegen den variablen.

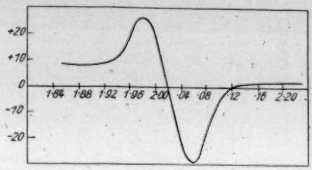


Fig. 7a.

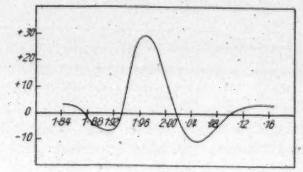


Fig. 7b.

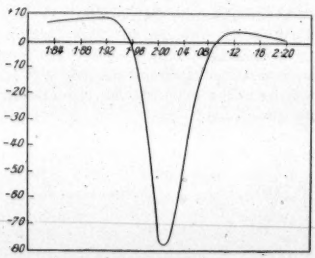


Fig. 7c.

b für (Rc_2) entsprechend einer Frequenz: $2{,}48 \times 10^6$,

c für (Rc_2) entsprechend einer Frequenz: $2{,}90 \times 10^6$.

Das Geißlerrohr zeigt für die der Fig. 7a entsprechenden Verhältnisse, für $\nu_2 = 2{,}02\ \nu_1$, symmetrisches, bei Verstimmungen nach links oder rechts entsprechend unsymmetrisches Leuchten. Ähnliche Kurven wurden für Abstimmung von $\nu_2 = \frac{\nu_1}{2}$ und entsprechende Einregulierung der Selbstinduktion von III beobachtet.

Straßburg i. Els., Phys. Inst., 25. Juni 1912.

(Eingegangen 27. Juni 1912.)

Über die Verzweigung der Radiumzerfallsreihe.

Von K. Fajans.

Vor einem Jahre wurde vom Verfasser[1]) nachgewiesen, daß das von O. Hahn und L. Meitner[2]) entdeckte Produkt RaC_2 eine Halbwertszeit von 1,4 Min. besitzt und β-Strahlen aussendet. Es konnte auch gezeigt werden, daß die α-Strahlen des RaC weder dem RaC_2 noch einem ihm eventuell folgenden Produkt zukommen können. Sie wurden deshalb dem RaC_1, das eine Halbwertszeit von 19,5 Min. besitzt, zugeschrieben. Nun bekommt man das RaC_2 aus seiner Muttersubstanz RaC_1 durch Rückstoß nur in sehr geringen Mengen, während man gleichzeitig das RaD in einer Menge erhält, die einem gewöhnlichen Rückstoß durch α-Strahlen gut entspricht; man konnte daraus schließen, daß die Umwandlung des RaC in RaD mit Emission von α-Strahlen verbunden ist, also daß die Muttersubstanz des RaD unmöglich das nur β-Strahlen gebende RaC_2 sein kann, sondern das RaC_1 selbst sein muß. Es wurde deshalb der Schluß gezogen, daß das RaC_1 zwei Arten von Umwandlungen zu unterliegen vermag, von welchen die eine unter Emission von α-Teilchen zu RaD führt, während die andere Umwandlung RaC_2 ergibt; mit was für einer Strahlung letztere verbunden ist, wurde nicht entschieden. Aus Obigem ergibt sich folgendes Schema:

$$RaB \rightarrow RaC_1 \begin{cases} \nearrow RaC_2 \\ \searrow RaD \rightarrow RaE \rightarrow RaF. \end{cases}$$

In der Beweisführung obiger Arbeit spielte die große Rückstoß-Ausbeute an RaD eine entscheidende Rolle. Die entsprechenden Versuche konnten aber damals nur flüchtig erwähnt werden, weil das zu dieser Zeit aus dem RaE gebildete RaF noch nicht genügende Aktivität besaß, um genauere quantitative Schlüsse zu erlauben. Es ist der Zweck der vorliegenden Arbeit, den entsprechenden experimentellen Beweis genauer durchzuführen und auch einige damals offen gelassene Fragen näher zu diskutieren.

Rückstoß des RaD aus RaC.

Zur Entscheidung der Frage, ob sich aus RaC durch Rückstoß RaD, dessen Anwesenheit durch die wachsende Aktivität von RaE und RaD nachgewiesen werden kann, erhalten

1) K. Fajans, diese Zeitschr. **12**, 369. 1911.
2) Diese Zeitschr. **10**, 697, 1909.

läßt, wurde in der früher beschriebenen Weise unter Atmosphärendruck mit Anlegung eines elektrischen Feldes der Rückstoß, der von einer Nickelplatte mit *RaC* kommt, gesammelt, die Exposition dauerte aber nicht wie in den früheren Versuchen nur einige Minuten, sondern man ließ das Feld wirken, bis das *RaC* praktisch vollständig abgefallen war.

Von den drei in dieser Weise ausgeführten Versuchen soll hier einer etwas näher beschrieben werden.

Um genügend große Quantitäten von *RaD* zu bekommen, wurde auf dieselbe sammelnde Platte der Rückstoß von 3 Nickelplatten mit *RaC* nacheinander innerhalb im ganzen 7 Stunden gesammelt. Von Zeit zu Zeit wurde die Exposition auf 1 Minute unterbrochen und die Aktivität der sammelnden Platte rasch gemessen. Diese Messungen ergaben, daß die Größenordnung der Aktivität des RaC_2 dem entsprach, was nach den früheren Versuchen mit kurzer Exposition zu erwarten war. Aus der aus γ-Strahlenmessungen bekannten Menge von *RaC* auf den Nickelplatten und der Expositionszeit konnte leicht berechnet werden, daß im ganzen auf der Platte der Rückstoß, der von Zersetzung von 26 Millicurie *RaC* kommt, gesammelt wurde.

Die erste Messung der Aktivität der Platte wurde nach einem Tage ausgeführt und dann die wachsende Aktivität von Zeit zu Zeit gemessen. Für den Vergleich der an verschiedenen Tagen gewonnenen Daten wurde den Änderungen der Empfindlichkeit des Elektroskops dadurch Rechnung getragen, daß vor jeder Messung das Elektroskop mit einem bestimmten Uranpräparat geeicht wurde. Um möglichst vollständig die Aktivität für die Messung auszunützen, wurde die Platte direkt in der Öffnung im Boden des früher erwähnten Elektroskops (ohne Aluminiumfolie) durch ein diese Öffnung schließendes, geklemmtes Metallblech befestigt. Es kamen also sowohl α- als β-Strahlung zur Messung.

Die Fig. 1 gibt die Beobachtungen wieder. Als Abszisse ist die Zeit in Tagen gewählt, Ordinaten sind die Aktivitäten in Skalenteilen pro Minute. Die Extrapolation auf die Zeit 0 (mittlere Zeit des Rückstoßversuchs) ergibt, daß die Aktivität nicht 0 ist, sondern den Betrag von 0,18 Skalenteilen pro Minute aufweist. Diese ist wohl der unlängst[1]) auf photographischem Wege nachgewiesenen β-Strahlung des *RaD* selbst zuzuschreiben. Es war nun der Nachweis zu führen, daß die wachsende Aktivität $RaE + RaF$ (Polonium) zukommt, und dann

1) O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. **12**, 378, 1911.

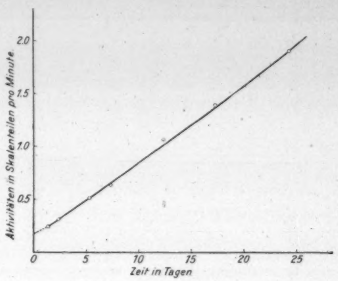


Fig. 1.

zu bestimmen, welchen Teil aller während des Rückstoßversuchs aus *RaC* entstehender *RaD*-Atome man durch Rückstoß erhalten hat.

Zur Charakterisierung der Elemente wurde nach 67 Tagen seit dem Beginn des Versuchs die Absorbierbarkeit der gemessenen Strahlung durch 0,002 mm dicke Aluminiumfolien untersucht. Fig. 2 gibt das Resultat wieder, wobei als Abszissen die Zahl der Folien, als Ordinaten die Aktivität in Skalenteilen pro Minute gewählt ist.

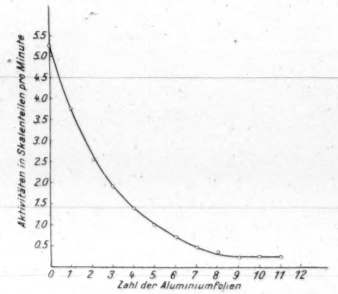


Fig. 2.

Man ersieht, daß die Aktivität sich mit Vergrößerung der Folienzahl rasch vermindert und einem Grenzwert nähert, der bei 9 Folien erreicht ist. Ein ähnlicher Absorptionsversuch mit einer mit Polonium bedeckten Platte zeigte, daß gerade 9 solcher Aluminiumfolien der Reichweite seiner α-Strahlen entsprechen. Es ist also klar, daß auf unserer Platte die Hauptaktivität dem Polonium zukommt. Die durch die 9 Folien noch durchgehende Strahlung ist als β-Strahlung des *RaD* und *RaE* anzusehen. Sie beträgt 0,24 Skalenteile pro Minute. Da die Absorbierbarkeit der β-Strahlung des *RaD* unbekannt

ist, läßt sich der Anteil beider Elemente an dieser durch die 9 Folien nicht absorbierten Strahlung nicht berechnen. Da aber die des *RaD* jedenfalls sehr weich ist und zum großen Teil wohl durch diese Dicke des Aluminiums aufgehalten wird, nehmen wir der Einfachheit halber an, daß die Aktivität von 0,24 Skalenteilen pro Minute dem *RaE* zukommt. Aus dem bekannten Absorptionskoeffizient 44 cm^{-1} der β-Strahlung des *RaE* in Aluminium kann man dann berechnen, daß die Aktivität des *RaE* ohne Folien 0,27 ist. Nun ist nach 67 Tagen das *RaE* mit *RaD* praktisch im Gleichgewicht, man kann also leicht berechnen, welche Aktivität dem *RaE* zu verschiedenen Zeiten der Messung zukam. Zieht man die so erhaltenen Zahlen und die konstante Aktivität des *RaD* (0,18) von den beobachteten Aktivitäten der Fig. 1 ab, so erhält man das Ansteigen der dem *RaF* zukommenden Aktivität.

Um die auf diese Weise sich ergebenden Resultate mit der theoretischen Anstiegkurve des *RaF* aus ursprünglich reinem *RaD* zu vergleichen, wurde in Fig. 3 willkürlich die Aktivität nach 67 Tagen = 100 gesetzt und alle anderen Daten darauf bezogen. Die Kurve stellt den Anstieg dar, wie er sich unter der Zugrundelegung von 16,5 Jahren, 5 Tagen und 140 Tagen[1]) als Halbierungszeiten von *RaD*, *E* und *F* berechnet; die Punkte sind die auf obige Weise umgerechneten experimentellen Werte.

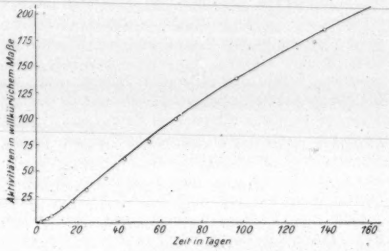


Fig. 3.

Die nahe Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Werte beweist, daß man hier in der Tat durch Rückstoß *RaD* erhalten hat, und daß die Aktivität der Platte zum größten Teil dem wachsenden Polonium zuzuschreiben ist.

Wir können jetzt die Ausgiebigkeit des Rückstoßes bestimmen. *RaC*, welches im Gleichgewicht mit 26 mg *Ra* steht, enthält

$$\frac{26 \cdot 3{,}4 \cdot 10^{10}}{5{,}93 \cdot 10^{-4} \cdot 1000} = 1{,}5 \cdot 10^{12} \text{ Atome}^{1}).$$

Dieselbe Zahl Atome enthält das durch seine Zersetzung entstehende *RaD*. Es läßt sich unter Zugrundelegung der oben angegebenen Halbierungszeiten des *RaD*, *E* und *F* leicht berechnen, daß nach 67 Tagen aus diesem *RaD* $8{,}9 \cdot 10^{9}$ Atome *RaF* entstehen, welche ihrerseits $8{,}9 \cdot 10^{9} \cdot 5{,}73 \cdot 10^{-8} = 510$ α-Teilchen[2]) pro Sekunde ausschleudern. Nun entsprach in unserem Versuch nach 67 Tagen die Aktivität des Poloniums 4,79 Skalenteilen pro Minute. Zur Eichung des Elektroskops wurde ein Uranfilm, welcher nach der Bestimmung von Dr. Geiger[3]) durch Szintillationenzählung nach einer Seite 150 α-Teilchen pro Sekunde gab, benutzt. Derselbe wies im Elektroskop eine Aktivität von 11,3 Skalenteilen pro Minute auf. Berücksichtigt man nun die verschiedenen Reichweiten des Urans und Poloniums, so ergibt sich, daß unser Polonium nach der einen Seite der Platte

$$\frac{150 \cdot 4{,}79 \cdot 2{,}7}{11{,}3 \cdot 3{,}86} = 44{,}5 \text{ } \alpha\text{-Teilchen}$$

pro Sekunde emittiert, also im ganzen 89 α-Teilchen pro Sekunde.

Da aber aus dem ganzen *RaD*, welches durch Zersetzung von 26 Millicurie *RaC* kommt, das nach 67 Tagen gebildete Polonium 510 α-Teilchen pro Sekunde geben soll, und da durch Rückstoß höchstens die Hälfte aller gebildeten Atome zu erhalten ist, berechnet sich die Ausbeute des Rückstoßes in diesem Falle zu

$$\frac{89 \cdot 2}{510} = 35 \text{ Proz.}$$

In einem gleichzeitig mit diesem Versuch ausgeführten zweiten Versuch mit 8,7 Millicurie *RaC* war die Ausbeute 32 Proz. Endlich entsprach die Ausbeute eines Versuchs, der gegen zwei Monate früher mit nur 3,5 Millicurie *RaC* ausgeführt war, ungefähr 30 Proz. Diese Ausbeuten entsprechen in der Tat den unter ähnlichen Bedingungen ausgeführten Rückstoßversuchen in Fällen von α-Strahlenrückstoß.

Die Umwandlungen von *RaC*.

Von den Fragen, die sich an die Annahme einer Verzweigung der Radiumreihe knüpfen, wollen wir zunächst folgende näher diskutieren:

1) G. N. Antonoff, Phil. Mag. **19**, 825, 1910.

1) $3{,}4 \cdot 10^{10}$ ist die Zahl der α-Partikel, die 1 Curie *RaC* pro Sekunde aussendet, $5{,}93 \cdot 10^{-4}$ die radioaktive Zerfallskonstante des *RaC*.

2) $5{,}73 \cdot 10^{-8}$ ist die Zerfallskonstante des Poloniums.

3) Herrn Dr. Geiger möchte ich an dieser Stelle für die freundliche Überlassung desselben meinen besten Dank aussprechen.

welcher Teil aller zerfallenden RaC_1-Atome wandelt sich zu RaC_2 und welcher zu RaD um?

Eine obere Grenze für dieses Verzweigungsverhältnis, das wir zur Abkürzung mit $\frac{RaC_2}{RaD}$ bezeichnen wollen, können wir aus Versuchen von K. Fajans und W. Makower[1]) finden. Dieselben bestanden in der Aufnahme von Anstiegkurven der Aktivität des RaC, ausgehend von reinem durch Rückstoß erhaltenen RaB. Die Messungen wurden mit Absorptionsschirmen von 0 bis 1,3 mm Aluminium ausgeführt und von H. G. Moseley und W. Makower[2]) auch auf γ-Strahlen ausgedehnt, so daß sie in dieser Hinsicht sowohl über α- als β- und γ-Strahlen des RaC Aufschluß geben. Aus der Form der Anstiegskurve kann man schließen, ob die betreffenden Strahlen dem RaC_1 oder RaC_2 zukommen, oder ob beide an ihrer Emission beteiligt sind; denn wie leicht zu übersehen, erfolgt der Anstieg des RaC_2 mit einer Verzögerung gegen den Anstieg des RaC_1. Das Resultat der Messungen war, daß der Anstieg sowohl der α-, β- als γ-Strahlen so erfolgt, als ob sie vollständig dem RaC_1 zukommen würden, und das RaC_2 an der Strahlung des RaC keinen meßbaren Anteil hätte. Während dieses Resultat für die α-Strahlen den aus früheren Versuchen gezogenen Schluß, diese kämen vom RaC_1 gut bestätigt, bedeutet es für β-Strahlen, die, wie durch direkte Versuche gezeigt wurde, von RaC_2 ausgesandt werden, daß außer ihm im RaC das RaC_1 nicht nur auch β-Strahlen emittiert, sondern daß die Intensität der β-Strahlen des RaC_2 im radioaktiven Gleichgewichte im Vergleich zu der der β-Strahlen des RaC_1 so gering ist, daß sie durch die obige Methode nicht nachweisbar ist. Während also dieses Resultat eine wichtige Stütze für unsere Annahme der Spaltung der Reihe ist, denn man kann es nur verstehen, wenn das RaC_2 ein Abzweigungsprodukt in sehr kleinem Verhältnis vorstellt, gibt es gleichzeitig eine obere Grenze für das Verhältnis: $\frac{RaC_2}{RaD}$. Dieses kann höchstens wenige Prozente betragen, denn sonst würde es möglich sein, mit Hilfe der Anstiegskurven die β-Strahlung des RaC_2 nachzuweisen.

Um eine untere Grenze und wohl auch den angenäherten wahren Wert für den Anteil der RaC_1-Atome, die sich zum RaC_2 umwandeln, zu bekommen, müssen wir die Entscheidung treffen, ob es sich im Falle des Rückstoßes des RaC_2 um einen Rückstoß durch α- oder β-Strahlen handelt, wodurch gleichzeitig die Frage gelöst wird, mit welcher Strahlung die Umwandlung $RaC_1 \rightarrow RaC_2$ verknüpft ist.

Es muß bei dieser Gelegenheit darauf aufmerksam gemacht werden, daß die Frage, ob die Rückstoßwirkung bei β-Strahlenemission zu einem Transport der entstehenden Atome von einer Platte zur anderen führen kann, durchaus nicht für entschieden zu halten ist. Der einzige bekannte Fall ist ja der des Rückstoßes des RaC aus RaB, es ist aber bei dessen[1]) Untersuchung die Tatsache nicht genügend berücksichtigt worden, daß das RaC auch ohne RaB von einer mit ihm bedeckten Platte auf eine gegenüberliegende (wahrscheinlich durch einfache Verdampfung) transportiert wird, wie von Fajans und Makower[2]) beobachtet wurde. Ein anderer Fall eines β-Strahlenrückstoßes ist nicht bekannt: ich konnte z. B. von einem außerordentlich starken $RaD + RaE + RaF$-Präparat auf einer gegenüberliegenden Platte nach mehrtägiger Exposition nicht die geringsten Spuren von Polonium nachweisen, was doch zu erwarten war, wenn ein Rückstoß durch die β-Strahlen des RaE wirksam wäre. Halten wir aber an der Existenz des β-Rückstoßes fest und sehen zu, ob in unserem Falle ein solcher vorliegen kann, wobei wir die Eigenschaften des RaC_2-Rückstoßes mit denen des Rückstoßes des RaC aus RaB vergleichen müssen. Nun zeigt der Versuch, daß unter Atmosphärendruck das RaC_2 durch Rückstoß in einer viel größeren Menge erhalten wird, wenn die sammelnde Platte negativ, als wenn sie positiv geladen ist, was ja eine positive Ladung des rückstoßenden RaC_2 beweist. Schon diese Tatsache könnte man als für einen α-Strahlenrückstoß sprechend deuten, denn es ist eine allgemeine Erscheinung, daß Produkte von α-Strahlenumwandlungen positiv geladen sind, auch wenn der Rückstoß im Vakuum stattfindet, während es bei den durch β-Strahlenrückstoß erhaltenen RaC-Atomen nicht gelang, eine Ladung nachzuweisen. Wir wollen zwar daraus die Möglichkeit einer Ladung auch beim β-Rückstoß nicht allgemein in Abrede stellen, doch ist dann leicht zu berechnen, daß, wenn das RaC_2 durch einen β-Strahlenrückstoß transportiert wird, seine Ansammlung im Vakuum an einer negativen Platte wegen seiner positiven Ladung durch ein Potentialgefälle von wenigen Volt verhindert werden könnte. Indessen haben Versuche von Fajans und Makower[3]) gezeigt, daß im Vakuum die Ausbeute

1) Phil. Mag. **23**, 292, 1912.
2) Phil. Mag. **23**, 302, 1912.

1) W. Makower und R. Ruß, Phil. Mag. **19**, 100, 1910.
2) Diese Zeitschr. **12**, 378, 1911.
3) Diese Zeitschr. **12**, 378, 1911.

an RaC_2 vom elektrischen Feld nicht beeinflußt wird. Es ist deshalb kaum anzunehmen, daß es sich hier um einen β-Strahlenrückstoß handeln kann. Auch die Ausbeute des Rückstoßes an RaC_2 spricht dagegen: es wurde ja früher[1]) unter der Voraussetzung, daß das RaC_2 ein gewöhnliches Produkt der Radiumreihe ist, diese Ausbeute zu $^1/_{10000}$ berechnet, was dem β-Strahlenrückstoß des RaC gut entsprach. Berücksichtigt man aber, daß das RaC_2 nur eine Abzweigung von höchstens wenigen Prozenten bildet (vgl. oben), so erhöht das diese Ausbeute sehr beträchtlich und macht die Annahme eines β-Strahlenrückstoßes sehr unwahrscheinlich.

Es handelt sich also im Falle der Gewinnung des RaC_2 um einen α-Strahlenrückstoß und die zu diesem Produkt führende Umwandlung muß also mit Emission von α-Teilchen verbunden sein. Wir können jetzt aus der Ausbeute dieser Rückstoßwirkung auf das Verzweigungsverhältnis RaC_2/RaD schließen. Es wurde gezeigt[1]), daß die maximale, durch Rückstoß erhaltbare β-Strahlenaktivität des RaC_2 ca. $^1/_{20000}$ der β-Strahlenaktivität des emittierenden RaC_1 bildet. Machen wir die wohl sicher erlaubte Annahme, daß die Ionisierungswirkungen pro 1 zerfallendes Atom des RaC_1 und RaC_2 (beides durch β-Strahlen gemessen) annähernd gleich sind[2]), und berücksichtigen wir dabei, daß ja durch Rückstoß im besten Falle die Hälfte der gebildeten RaC_2-Atome zu erhalten sind, so kommen wir zu dem Schlusse, daß die untere Grenze für den Anteil der RaC_1-Atome, die in RaC_2 umgewandelt werden, $^1/_{10000}$ beträgt. Nimmt man aber für die Rückstoßausbeute statt 50 Proz. den unter den von uns benutzten Verhältnissen wahrscheinlicheren Wert von 15 Proz., wie wir ihn für den Rückstoß des RaD oben erhalten haben, so wird das Verhältnis RaC_2/RaD zu etwa $^3/_{10000}$, welche Angabe aber keinen Anspruch auf Genauigkeit erheben kann und nur als erste grobe Annäherung gemeint ist. Dieser außerordentlich geringe Wert erklärt wohl genügend, weshalb auf den Anstiegskurven der β-Strahlen von RaC_2 nichts zu bemerken war.

Um jetzt ein vollständiges Bild der im RaC vor sich gehenden Umwandlungen zu gewinnen, muß berücksichtigt werden, daß es auf Grund der Untersuchung von H. Geiger und J. M. Nuttall[3]) nicht möglich ist, daß die α-Strahlen des RaC von der Reichweite 7,1 cm einem Produkt wie RaC_1 mit der Halbwertszeit von $19^1/_2$ Minuten zukommen, und daß es also im RaC außer RaC_1 und RaC_2 noch ein drittes diese α-Strahlen lieferndes Produkt mit einer Periode von etwa 10^{-6} Sekunden geben muß. Der Widerspruch dieser Forderung mit unseren Befunden über die Zugehörigkeit dieser Strahlen zum RaC_1 erklärt sich leicht durch den Umstand, daß die von uns benutzten Methoden zwischen einem so kurzlebigen Produkt und seiner Muttersubstanz nicht zu unterscheiden vermögen. Wir wollen dieses Produkt provisorisch als RaC' bezeichnen und bekommen dann das Schema

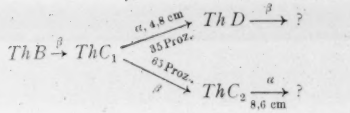
$$RaC_1 \xrightarrow{\beta} RaC' \xrightarrow{\alpha} RaD$$

für die geradlinigen Umwandlungen im RaC. Dieses Schema zeigt aber, daß es für die Stelle der Abzweigung des RaC_2 zwei Möglichkeiten gibt: es könnte sowohl das RaC_1 wie das RaC' die Muttersubstanz des RaC_2 sein. Da ja nach früheren Überlegungen die zum RaC_2 führende Umwandlung mit Emission von α-Teilchen verbunden ist, so muß man in beiden Fällen die Existenz von noch unbekannten α-Strahlen annehmen. Ist RaC_1 die Muttersubstanz des RaC_2, so bedeutet das, daß, während der allergrößte Teil seiner Atome mit Aussendung von β-Partikeln zu RaC' sich umwandelt, ein Bruchteil von ca. $^3/_{10000}$ zu α-Teilchen und RaC_2 zerfällt. Ist es aber das RaC', so müssen wir annehmen, daß, wenn es mit Emission von α-Teilchen von der Reichweite 7,1 cm zu RaD sich umwandelt und dabei noch einer zweiten Umwandlung zu RaC_2, die auch mit α-Strahlen verbunden sein soll, unterliegt, letztere sich wenigstens durch ihre Geschwindigkeit als auch Reichweite von der ersteren unterscheiden; denn es ist durchaus unwahrscheinlich, daß gleiche Atome durch Verlust gleicher Energie zu so verschiedenen Gebilden wie RaC_2 und RaD sich umwandeln sollten. Was die Entscheidung zwischen obigen zwei Möglichkeiten anlangt, so ist wegen der außerordentlichen Kurzlebigkeit des RaC' wenig Hoffnung vorhanden, sie auf direktem experimentellem Wege zu treffen. Wir wollen deshalb versuchen, die Frage auf Grund der zwischen der Radium- und Thoriumreihe bestehenden Analogien zu beantworten.

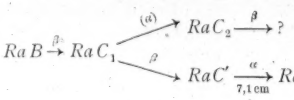
Aus einer soeben erschienenen kurzen Notiz von E. Marsden und C. G. Darwin[1]) geht hervor, daß für die Verzweigung der Thoriumreihe, deren Existenz kurz nach dem Nachweis der Spaltung der Radiumreihe bewiesen[2]) wurde, folgendes Schema gilt:

1) K. Fajans, diese Zeitschr. **13**, 374, 1911.
2) Vgl. H. Geiger und A. Kovarik, Phil. Mag. **22**, 604, 1911.
3) Phil. Mag. **22**, 613, 1911.

1) Nature 1912.
2) E. Marsden und T. Barratt, Proc. Phys. Soc. London **24**, 50, 1911.



daß also 35 Proz. der ThC_1-Atome mit Aussendung von α-Strahlen zu dem β-Strahlenprodukt ThD sich umwandeln, während 65 Proz. mit Emission von β-Strahlen das sehr kurzlebige ThC_2[1]) geben. Wenn wir die in anderen Punkten so weitgehende Analogie[2]) zwischen der Thorium- und Radiumreihe auch in diesem Punkt für bestehend voraussetzen, so kommen wir zu folgendem Schema für die Radiumreihe:



Wir bekommen also unter der Annahme, daß nicht das RaC', sondern das RaC_1 die Muttersubstanz des RaC_2 ist, eine vollkommene Analogie zwischen der Radium- und Thoriumreihe, die nur noch in dem Fehlen von aktivem Beschlag von langer Lebensdauer in der Thoriumreihe eine Lücke besitzt. Es entsprechen sich in den zwei Schemata die Lagen der sehr kurzlebigen α-Produkte, man ersieht auch, daß das kurzlebige β-Strahlenprodukt RaC_2 dem ThD entspricht, und daß die noch unbekannten (α)-Strahlen des RaC_1 mit denen des ThC_1 von der Reichweite 4,8 cm in Parallele zu setzen sind. In quantitativer Hinsicht ist dagegen in dem Verzweigungsverhältnis ein großer Unterschied zu verzeichnen. In der Thoriumreihe ist dieses gleich $^{35}/_{65}$, während in der Radiumreihe es nur ca. $^{3}/_{10000}$ beträgt.

Wenn wir uns der Vollständigkeit halber noch der Aktiniumreihe zuwenden, so bemerken wir, daß für die Durchführung der Analogie auch für diesen Fall noch der sichere Nachweis der Existenz eines Produktes ($ActC_2$), das den α-Strahlen emittierenden ThC_2 und RaC' entspräche, fehlt. Als Andeutung für ein solches kann man jedoch mit Frl. Blanquis[3]) die Form der von ihr erhaltenen Ionisierungskurve der α-Strahlen des aktiven Niederschlages von Aktinium ansehen; diese spricht für die Existenz von zwei Arten von α-Strahlen mit wenig verschiedenen Reichweiten. Die Tatsache, daß es nicht möglich ist, ein derartiges Produkt durch Rückstoß zu erhalten, wie H. G. Moseley und K. Fajans[1]) gezeigt haben, widerspricht nicht der Annahme seiner Existenz, wenn man berücksichtigt, daß ja nach Analogie mit ThC_2 und RaC' die zu diesem Produkt führende Umwandlung des $ActC$ (Halbwertszeit 2,15 Min.) mit β-Strahlen verbunden sein müßte. Was das Verzweigungsverhältnis in diesem Falle anbelangt, so scheint der zum $ActD$ (Halbwertszeit 4,7 Min.) führende Zweig im Gegensatz zur Radiumreihe der begünstigte zu sein; denn die durch Rückstoß erhältliche β-Strahlenaktivität des $ActD$ ist so wenig von der verschieden, die unter der Voraussetzung, daß das $ActC$ keine β-Strahlung besitzt, zu erwarten wäre, daß letztere[2]) nicht sehr groß im Vergleich zu der des ThD sein kann. Also nur ein kleiner Teil der $ActC$-Atome kann zerfallen mit Aussendung von β-Partikeln zu $ActC_2$. Man kann aber nicht, wie es Marsden und Barratt[3]) tun, auf Grund ihrer Szintillationsversuche folgern, daß dieser Anteil unter 1 Proz. sein muß, denn ihre Berechnungen beziehen sich auf den Fall zweier sukzessiver α-Strahlenumwandlungen, während doch hier die entsprechende Umwandlung des $ActC$ mit β-Strahlen verbunden sein müßte.

Obige Ansichten würden eine wichtige Stütze erhalten, wenn es gelingen sollte, die Existenz der hypothetischen α-Strahlen des RaC_1 experimentell nachzuweisen, was aber wegen ihrer sehr geringen Zahl im Vergleich zu der der α-Strahlen des RaC' und der wohl sicher kleineren Reichweite auf große Schwierigkeiten stoßen wird.

Was noch das Umwandlungsprodukt des RaC_2 anbelangt, so ist die früher geäußerte, bei dem damaligen Stand der Kenntnisse nicht unmögliche Annahme, daß es das Aktinium sei, bei der jetzt gezeigten Geringfügigkeit des Abzweigungsverhältnisses nicht haltbar. Durch die Unmöglichkeit, das Aktinium in einem sehr starken RaD- + RaE- + RaF-Präparat nachzuweisen, wurde ihre Unrichtigkeit auch auf experimentellem Wege bewiesen. Es vermehrt somit das Produkt des RaC_2 die Zahl der unbekannten Endprodukte der radioaktiven Zerfallsreihen.

Zusammenfassung.

1. Aus den Eigenschaften der Rückstoßerscheinungen wird geschlossen, daß sowohl die

1) Wegen Nomenklatur vgl. 2).
2) E. Rutherford und H. Geiger, Phil. Mag. **22**, 621, 1911.
3) Le Radium **6**, 230, 1909.

1) Phil. Mag. **22**, 629, 1911.
2) Ihre Existenz ist bis jetzt noch nicht nachgewiesen worden.
3) Diese Zeitschr. **13**, 193, 1912.

$$RaB \xrightarrow{\beta} RaC_1 \begin{cases} \xrightarrow{(\alpha)} RaC_2 \xrightarrow{\beta} ? \\ \xrightarrow{\beta} RaC' \xrightarrow[7{,}1\ cm]{\alpha} RaD \rightarrow RaE \rightarrow RaF. \end{cases}$$

zu RaD wie die zu RaC_2 führende Umwandlung mit Emission von α-Teilchen verbunden ist.

2. Daraus und unter der Annahme, daß das RaC, und nicht das RaC' die Muttersubstanz des RaC_2 ist, ergibt sich obiges Schema für die Radiumreihe, welches an der Verzweigungsstelle eine vollkommene Analogie zu dem Schema von Marsden und Darwin[1]) für die Thoriumreihe aufweist.

3. Für das Verzweigungsverhältnis RaC_2/RaD wurde als erste Annäherung der Wert $^3/_{10\,000}$ angegeben.

Der experimentelle Teil obiger Untersuchung wurde im physikalischen Laboratorium der Victoria-Universität in Manchester ausgeführt. Dem Direktor desselben, Herrn Prof. E. Rutherford, möchte ich für sein meiner Arbeit stets geschenktes förderndes Interesse den wärmsten Dank aussprechen.

1) Anm. bei der Korr. Die in Heft **13**, 623, 1912 dieser Zeitschrift erschienene Arbeit von Frl. Meitner scheint zu zeigen, daß die Verhältnisse in der Thoriumreihe nicht ganz so einfach sind, wie es oben von Marsden und Darwin angenommen wurde. Ob eine ähnliche Komplikation auch in der Radiumreihe vorliegt, soll durch besondere Versuche nachgeprüft werden.

Karlsruhe i. B., Physikalisch-Chemisches Institut der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 7. Juni 1912.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor A. Battelli.)

No. 43[1]: **Die Existenzbedingungen des Lichtbogens zwischen Kohlen.**
(Le condizioni di esistenza dell' arco fra carboni.)

Von A. Occhialini.

1. Zweck der Arbeit.

Ich habe mir vorgenommen, mit dem Anlaßsystem, das ich bereits im Jahre 1909 beschrieben und seither wiederholt benutzt habe, die verschiedenen Phasen des Lichtbogens beim Einsetzen zu untersuchen. Zu diesem Zwecke habe ich eine Kinematographenanordnung benutzt, die mir gestattet, diese verschiedenen Phasen voneinander getrennt zu beobachten und die Verwandlungen, die sie mit der Zeit erfahren, zu verfolgen.

1) No. 42: diese Zeitschr. **13**, 268, 1912.

Auf Grund dieser Untersuchung glaube ich folgern zu können, daß unter gewöhnlichen Bedingungen, d. h. bei kalter Anode, beim Anlassen zwei verschiedene Perioden aufeinanderfolgen, von denen die eine den Charakter des Funkens, die andere den des Bogens im eigentlichen Sinne trägt. Hierdurch werden denn auch die Schlußfolgerungen bestätigt, die ich in zwei anderen Arbeiten auseinandergesetzt habe.

Es ergibt sich weiter, daß die erste Periode des Bogens unter Bedingungen bestehen kann, die von den für den Bogen im eigentlichen Sinne erforderlichen deutlich verschieden sind; diese verlangen nämlich, daß die Anode zugleich mit der Kathode glühend sei, jene, daß die Anode kalt sei.

Da nun der Anfangsvorgang fehlt, wenn der Bogen mit heißer Anode gezündet wird, und aufhört, sobald er die Erwärmung der Anode bewirkt hat, so scheint die erste Phase die Aufgabe zu haben, die Bedingungen vorzubereiten, unter denen die zweite Phase bestehen kann.

2. Versuchsanordnung.

Fig. 1 stellt das System mit drei Kohlen dar, das ich bei diesen Versuchen benutzt habe, um den Bogen zwischen getrennten Elektroden zu zünden. Zwischen den vertikal in gegenseitiger Verlängerung angeordneten Kohlen A und B wird ein Gleichstrombogen hergestellt, dessen Aufgabe darin besteht, die Kathode B auf hoher Temperatur zu erhalten. Eine dritte Kohle, C, die zu den beiden ersten senkrecht steht, ist auf die Höhe des zwischen diesen bestehenden Zwischenraumes eingestellt.

Unter diesen Verhältnissen braucht man nur zwischen der positiven Kohle C und der negativen B eine passende Potentialdifferenz herzustellen, damit sogleich ein Bogen zwischen den beiden Kohlen überspringt.

Von den Elektroden dieses Systems habe ich mit Hilfe des Objektivs O (Fig. 2) ein Bild auf einen mit Bromsilberpapier überzogenen Zylinder D entworfen, der um eine Achse drehbar und parallel zu ihr verschiebbar ist.

Um nun die photographische Aufnahme der einzelnen Phasen seiner Zündung zu erhalten, habe ich eine kinematographische Anordnung benutzt. Ich brachte nämlich in den Gang des Lichtes eine durchlochte und um eine Achse

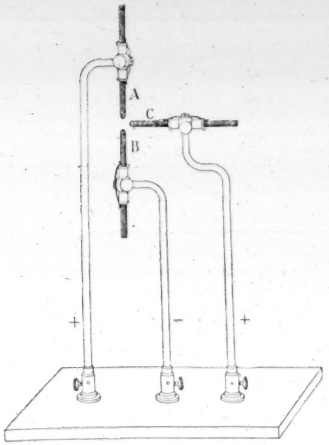


Fig. 1.

drehbare Zinkscheibe F. Diese Scheibe rotiert schnell, während gleichzeitig der Zylinder D langsam umläuft, und gestattet den Durchgang des Lichtes und die Beeinflussung des lichtempfindlichen Papieres in regelmäßigen Zeitintervallen.

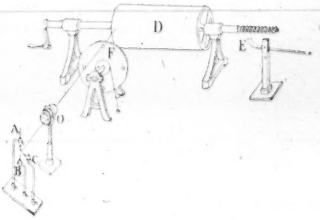


Fig. 2.

3. Anfänglicher Explosionsvorgang.

Wir wollen einen Bogen in dem Augenblicke beobachten, wo er zwischen Kohleelektroden und ohne Kapazität gezündet wird. Anfangs zeigt er sich als eine feine Lichtlinie, die zwischen den Elektroden ausgespannt ist. Diese gegen die positive Kohle hin ziemlich helle Linie heftet sich an ein schmales, in lebhaftem Glühen befindliches Gebiet der Anode.

Wenn die Kohle C horizontal ist, so befindet sich der Ansatzpunkt gewöhnlich an ihrer Seitenwand und ändert sich unter rascher Verschiebung von einer Stelle zur andern, bis er gegenüber der Kathode haltmacht. Dann erweitert sich das glühende Gebiet zugleich mit der Lichtsäule, und der Bogen nimmt das Aussehen an, das dann endgültig bestehen bleibt.

Fig. 3 gibt die einzelnen Phasen eines bei 70 Volt zündenden Bogens wieder. Unter diesen Verhältnissen scheint ein analoger Prozeß stattzufinden wie beim Funken, wenigstens soweit es sich um den explosiven Charakter der Erscheinung handelt. Im Hinblick auf

Fig. 3.

Fig. 4.

diese Eigentümlichkeit wollen wir fernerhin diese Phase als „anfänglichen Explosionsvorgang" bezeichnen.

Er erfolgt sicherlich unter anderen Bedingungen als der Prozeß, der in dem bereits angelassenen Bogen verläuft. Dieser Schluß steht auch im Einklang mit jenem, den ich bereits auf anderem Wege abgeleitet habe[1]), als ich beobachtete, daß das von dem Gase an der Anode ausgesandte Spektrum ein Linienspektrum ist, solange der Bogen sich noch nicht endgültig eingestellt hat, und daß es alsdann ein Bandenspektrum wird.

1) Cim. **19**, 314, 1910; siehe auch Cim. **22**, 223, 1911.

In Fig. 3 erscheint der Bogen im Dauerstadium vom zwölften Bilde von oben ab. Er zeigt eine breite Anodenbasis; diese fehlt in der voraufgegangenen explosiven Phase, wo sich der Bogen als bewegliche Girlande darstellt, die an der Anode fast in einem Punkte endet.

Wenn man im Nebenschluß zu den Elektroden eine große Kapazität einschaltet, so wird die Zündung des Bogens von einem kurzen Knall begleitet, etwa wie der Knall des Entladungsfunkens eines Kondensators.

Die Erscheinung sieht dann aus wie in der Fig. 4, die die kinematographische Aufnahme eines bei 220 Volt und einer Kapazität von 20 Mf. im Nebenschluß abgerissenen Bogens wiedergibt. Der anfängliche Explosionsvorgang ist im ersten und zweiten Bilde wiedergegeben und von der folgenden Phase (die beim vierten Bilde beginnt) deutlich durch einen Zeitraum getrennt, in dem die Leuchterscheinungen gleichsam unterbrochen zu sein scheinen.

4. Selbständige Phase des Bogens.

Beobachten wir (Fig. 3 und 4), daß der Bogen im beständigen Stadium stets auf einer breiten glühenden Anodenbasis aufgepflanzt erscheint, so werden wir auf den Gedanken gebracht, daß er nur dann bestehen kann, wenn diese Basis dadurch vorbereitet worden ist, daß die positive Kohle auf eine geeignet hohe Temperatur gebracht wurde. Da andererseits der Explosionsvorgang aufhört, sobald dieser Sachverhalt hergestellt ist, so ergibt sich, daß dieser Vorgang nur bestehen kann, wenn die Anode kalt ist, und daß er eine bestimmte Aufgabe hat, nämlich die, die Anode auf die für die Existenz des eigentlichen Bogens erforderliche Temperatur zu bringen.

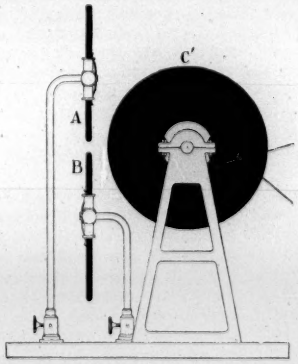


Fig. 5.

Als Stütze für diese Auffassungsweise dient folgender Versuch. An die Stelle der Kohle C in dem von mir benutzten Zündungssystem setzte ich eine Kohlenscheibe C' in der Anordnung, wie Fig. 5 angibt; diese Scheibe war um eine durch ihren Mittelpunkt gehende Achse drehbar. Nachdem der Hilfsbogen zwischen A und B hergestellt ist, wird sich ein Bogen zwischen der Kathode B und dem Umfange der Scheibe C' entzünden, wenn zwischen B und C' eine geeignete Potentialdifferenz hergestellt sein wird. Wenn nun die Scheibe feststeht, erhält man zwischen B und C' einen beständigen Bogen; wenn aber C' rotiert, so daß sie nicht Zeit hat, sich zu erwärmen, so behält der Bogen BC' den Explosionscharakter der Anfangsphase bei und sendet immer auch an der Anode das Linienspektrum aus.

Wenn sich also die Anode nicht auf hoher Temperatur befindet, so stellt sich kein beständiger Bogen ein.

Wir beobachten weiter, daß die Reihe der Entladungen, die sich bei kreisender Anode C' herstellt, auch bei beträchtlichen Entfernungen bestehen bleibt, solange der Hilfsbogen AB besteht, daß er aber aufhört, wenn dieser unterbrochen wird, wenigstens solange der Abstand zwischen B und C nicht sehr klein ist.

Das bedeutet, daß im allgemeinen der anfängliche Explosionsvorgang nicht von selbst bestehen bleibt, also nicht selbständig ist, und sich auch hierdurch von jener Phase unterscheidet, die den angelassenen Bogen bildet. Es wird daher naturgemäß sein, diese letztere Phase als „selbständigen Bogen" oder „selbständige Phase" zu bezeichnen.

Aus der Tatsache, daß man mit kreisender (kalter) Anode nur den anfänglichen Explosionsvorgang erhält, kann man nun folgendes Gesetz herleiten: Damit der Lichtbogen zwischen Kohlen einsetzen und bestehen kann, muß außer der Kathode auch die Anode glühend sein. Die hohe Temperatur der Kathode, die man bislang für die einzige Bedingung für die Existenz des Bogens gehalten hatte, bringt unmittelbar die Explosionsphase zuwege, nicht die selbständige Phase. Diese letztere kann fehlen, wenn die Bedingungen des Systems derartig sind, daß sie der ersten Phase nicht gestatten, die Bedingungen herzustellen, unter denen die zweite bestehen kann.

Es mag scheinen, als widerspreche dem vorstehenden Schlusse die Tatsache, daß man einen Bogen mit einer Anode aus einer bei

niedriger Temperatur flüchtigen Substanz, etwa aus Quecksilber oder aus einer elektrolytischen Lösung, aufrecht erhalten kann; aber ich habe bereits ausdrücklich gesagt, daß das Gesetz, zum mindesten in der Fassung, in der es ausgesprochen worden ist, für den Bogen zwischen Kohlen gilt, und nicht für den Bogen mit flüchtiger Anode.

Ehe wir das Problem, das uns hier beschäftigt, für diesen letztgenannten Bogen aufstellen, müßten wir die Bedingungen kennen, unter denen sich die Oberfläche der Anode befindet, wenn sich auf sie eine Säule aufsetzt, die eine Temperatur von einigen Tausend Graden hat. Immerhin ist es wahrscheinlich, daß die Existenzbedingung des Bogens im eigentlichen Sinne von der Natur der Anode abhängt, und daß zu ihrer Erfüllung bei Kohle eine hohe Temperatur nötig ist, während bei anderen Substanzen eine wenig erhöhte Temperatur ausreichend sein kann.

5. Zündung mit heißer Anode.

Unter geeigneten Umständen kann jedoch der Anfangsvorgang des Bogens ganz und gar fehlen, und der Bogen setzt dann unmittelbar in seiner selbständigen Phase ein. Hierfür braucht nur die Zündung des Bogens unmittelbar nach der Löschung eines bereits vorhan-

Fig. 6.

denen erfolgen, so daß die Elektroden noch glühend sind. In diesem Falle zeigt die neue Zündung keinen Explosionscharakter; der Vorgang verläuft ruhig ohne jenen einleitenden Vorgang, wie er dazu dient, dem selbständigen Bogen den Weg zu bahnen, wenn die Anode kalt ist. Die kinematographische Aufnahme eines mit kalter Kathode angelassenen Bogens ist in Fig. 6 wiedergegeben.

Ich habe weiter an anderer Stelle[1]) die Bemerkung gemacht, daß die Zündung mit heißer Anode niemals ein Linienspektrum in der Nähe der Anode liefert, sondern ein Bandenspektrum, das von Anfang an jenem gleich ist, das man an dem bereits in Betrieb befindlichen Bogen beobachtet, und dies bestätigt das Fehlen der Explosionsphase bei dem unter solchen Bedingungen gezündeten Bogen. Dieses Verhalten ergibt sich übrigens als natürlich, wenn man sich die Existenzbedingung des selbständigen Bogens vergegenwärtigt. Wenn nämlich die Anode bereits heiß ist, ist dieser anfängliche Explosionsvorgang, dessen Aufgabe gerade in der Erwärmung der Kathode bestehen würde, und der unmittelbar nach Erreichung dieses Zweckes aufhören würde, unnötig.

(Nach Korrekturbogen von Nuovo Cimento aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. Juni 1912.)

1) Cim. **19**, 316, 1910.

Über die Beugung eines Impulses von positiver und negativer Amplitude.

Von Witold Rybczyński.

Bekanntlich haben Haga und Wind auf Grund der photographischen Versuche mit konvergierendem Spalt Beugungserscheinungen bei Röntgenstrahlen feststellen zu können geglaubt, während Walter und Pohl auf Grund ihrer eigenen Aufnahmen zu einem negativen Ergebnis gekommen sind.

An den Platten von Walter und Pohl ist die Frage der Beugung kürzlich von Sommerfeld und Koch[1]) aufgenommen worden. Die photometrischen Ausmessungen Kochs zeigen dabei gewisse systematische Abweichungen von derjenigen Intensität, die bei genau geradlinigem Strahlenwege (geometrische Abbildung) auftreten müßte, Abweichungen, aus denen Sommerfeld auf das Vorhandensein von Beugung und auf eine Impulsbreite etwas oberhalb 10^{-9} cm schließt. Bei diesem Vergleich zwischen

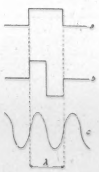


Fig. 1.

1) Vergl. Ann. d. Phys. **38**, 473, 1912.

den Plattenaufnahmen und der Theorie legt Sommerfeld die Vorstellung eines einfachen Impulses zugrunde (vergl. Fig. 1a), dessen Beugung er schon im Jahre 1900 behandelt hat und die kürzlich von C. H. Wind numerisch viel genauer durchgeführt ist. Sommerfeld bemerkt aber selbst am Schlusse der Einleitung, daß diese Annahme eigentlich zu speziell ist.

Wir müssen nach Barkla neben der Bremsstrahlung, die durch einen ganz unperiodischen Impuls (Fig. 1a) dargestellt sein mag, noch eine im allgemeinen überwiegende Fluoreszenzstrahlung (Eigenstrahlung des Antikathodenmaterials) erwarten, die wahrscheinlich periodischen Charakter hat, da sie einem Auspendeln der durch den Stoß der Kathodenstrahlteilchen angeregten Atome entsprechen dürfte.

Wenn auch die Ausmessung der Aufnahmen von Walter und Pohl keinen Anhalt für das Vorhandensein einer solchen mehr periodischen Röntgenstrahlung ergeben hat, so ist es doch von Interesse, diejenigen Beugungseffekte zu kennen, die bei einem konvergierenden Spalt durch partiell periodische Erregung hervorgerufen werden, und sie zu vergleichen einerseits mit dem Beugungseffekt bei total periodischer Erregung, anderseits mit dem bei total unperiodischer.

Ich habe dies in folgenden Zeilen auf Anregung von Herrn Prof. Sommerfeld durchgeführt, indem ich als Form der Erregung den in Fig. 1b gezeichneten Impuls vorausgesetzt habe.

Wie sich zeigen wird, liefert die in dieser Form enthaltene erste Andeutung einer Periodizität bereits Beugungsbilder, die sich in charakteristischer Weise von den Beugungsbildern des einfachen Impulses (1a) entfernen und den der periodischen optischen Wellen (1c) nähern. Während nämlich, wie Sommerfeld besonders hervorgehoben hat, der einfache Impuls keine Verbreiterung der Linien absoluter Intensität am unteren Ende ergibt, sondern nur eine relative Abnahme des Intensitätsabfalls, zeigt unser Impuls (1b) am äußersten Rande des Beugungsbildes bereits solche Verbreiterungen, wie sie von den rein periodischen, monochromatisch-optischen Verhältnissen her bekannt sind.

Ich habe Fig. 2 berechnet nach der von Sommerfeld angegebenen Methode, also Voranstellung der exakten Lösung für das Halbebenenproblem und Benutzung derselben im Kirchhoff-Huygensschen Integral für das Spaltproblem. Der nach unten sich verjüngende Spalt wird dabei durch eine kontinuierliche Schar von Spalten abnehmender Breite ersetzt gedacht, und es wird für jeden dieser Spalte unabhängig von den anderen die Beugung berechnet.

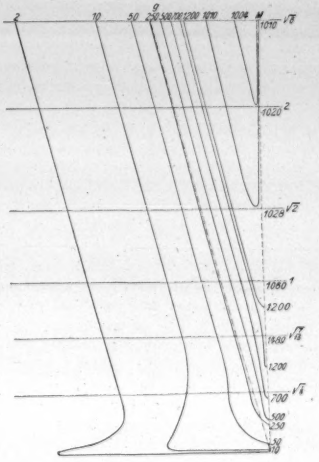


Fig. 2.

In der Fig. 2 ist die Intensität sozusagen durch Höhenkurven dargestellt. MM bedeutet die Abbildung der Mittellinie, g ist die geometrische Projektion des einen Randes des konvergierenden Spaltes. Die den Kurven beigeschriebenen Zahlen bedeuten die auf den betreffenden Kurven konstante Intensität in Teilen der auffallenden Intensität (%). Die großen Zahlen an der Linie MM bedeuten, ebenso wie bei Sommerfeld und Wind, die für die betreffende Stelle in Betracht kommende Spaltbreite, in den Einheiten $\sqrt{8d\lambda}$ gemessen, wobei ein ebener Impuls vorausgesetzt wird, d den Abstand der Spaltebene von der Zeichenebene, und λ die in Fig. 1 definierte Impulsbreite bedeutet. Bei einem kugelförmigen Impuls, auf den es beim Vergleich mit den Beobachtungen ankommt, würde, nach Wind (vergl. auch Sommerfeld, l. c., S. 7), diese Einheit nur um einen Faktor $\sqrt{2}$ abzuändern sein.

Wie in der Fig. 2 sichtbar, laufen die Kurven gleicher Intensität im oberen Teile des Bildes parallel zu der Linie g, am untersten Spaltende aber, das ist im Gebiete, das leider wegen der schon sehr schwachen Intensität der Beobachtung unzugänglich ist, erleiden sie eine für das gebeugte gewöhnliche Licht charakteristische Biegung. Während in den Figuren von Sommerfeld und Wind das Maximum 1200 in der Höhe 1 liegt, beträgt hier das Maximum etwa 1500 und liegt etwa bei $1/\sqrt{2}$.

Wenn man die Fig. 2 mit den von C. H. Wind gezeichneten Beugungsbildern, von denen das eine die Beugung des Einzelimpulses 1a[1]), das andere die Beugung des monochromatischen Lichtes[2]) darstellt, vergleicht, so sieht man, daß unsere Figur in bezug auf die Gestalt der Kurven gleicher Intensität und auf die Größe der Maxima die mittlere Lage annimmt.

Praktisch würde hier ebenso wie bei Sommerfeld[3]) die Ausdehnung der Impulsquelle wesentlich zu berücksichtigen sein, durch die unsere Maxima auf dem Wege der Mittelung abgeschwächt werden.

Merkwürdig ist die Tatsache, daß unser Impuls weniger sowohl als die rein periodische wie die unperiodische Erregung in das geometrische Schattengebiet eindringt.

Herrn Prof. Sommerfeld möchte ich für vielfache Förderung meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

1) Kon. Akad. te Amsterd., 27. Okt. 1910, Fig. 4.
2) Diese Zeitschr. **2**, 267, 1901.
3) l. c.

München, Institut für theoretische Physik.

(Eingegangen 27. Juni 1912.)

Ein Beitrag zur elektronentheoretischen Deutung der beobachtbaren elektrischen und magnetischen Vektoren.

(Vorläufige Mitteilung)[1]).

Von Józef Miczyński.

Es soll ein beliebiges, im gewählten Koordinatensystem ruhendes Medium gedacht werden, dessen elektrischer und magnetischer Zustand in jedem Augenblicke und an jeder Stelle durch die beobachtbare elektrische Feldstärke $\boldsymbol{E}$ und Induktion (Verschiebung) $\boldsymbol{F}$, sowie durch die beobachtbare magnetische Feldstärke $\boldsymbol{H}$ und Induktion $\boldsymbol{B}$ bestimmt wird.

Wenn noch Γ die räumliche Dichte der wahren Elektrizität, $\boldsymbol{J}$ die Dichte des Leitungsstromes, $\boldsymbol{P}$ die elektrische, $\boldsymbol{M}$ die magnetische Polarisation oder Momentdichte bezeichnet, so bestehen zwischen den genannten Größen zunächst die Maxwell-Hertzschen Grundgleichungen, die in Lorentzscher Fassung lauten:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\boldsymbol{H} &= \frac{1}{c}\left(\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial t} + \boldsymbol{J}\right) \\ \operatorname{rot}\boldsymbol{E} &= -\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div}\boldsymbol{F} &= \Gamma \\ \operatorname{div}\boldsymbol{B} &= 0, \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum bedeutet.

Denselben schließen sich die Beziehungen:

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \qquad (2)$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + \boldsymbol{M} \qquad (3)$$

an. —

Die Verhältnisse $\boldsymbol{F}:\boldsymbol{E}$ sowie $\boldsymbol{B}:\boldsymbol{H}$ sind bei Gebrauch des Lorentzschen Maßsystems im leeren Raume immer gleich 1. Da aber in dem Elektronenbilde der Materie der leere Raum (Äther) das einzige Medium ist, so können darin sowohl $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{F}$ auf einen einzigen elektrischen Vektor $\boldsymbol{e}$, wie auch $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{H}$ auf einen einzigen magnetischen Vektor $\boldsymbol{h}$ zurückgeführt werden.

Die Lorentzschen Grundgleichungen der Elektrodynamik für ruhende Körper lauten:

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{h} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial \boldsymbol{e}}{\partial t} + \boldsymbol{j}\right) \qquad (4)$$

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{e} = -\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \boldsymbol{h}}{\partial t} \qquad (5)$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{e} = \gamma \qquad (6)$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{h} = 0. \qquad (7)$$

Hier bezeichnet γ die gesamte Ladungsdichte der Elektronen, die der Summe von der Ladungsdichte der Leitungselektronen γ_l und der Polarisationselektronen γ_p gleicht.

Weiter ist $\boldsymbol{j}$ die Dichte des gesamten Konvektionsstromes der Elektronen. Dieselbe ist die Summe von der Stromdichte der Leitungselektronen $\boldsymbol{j}_l$, der Polarisationselektronen $\boldsymbol{j}_p$ und der Magnetisierungselektronen $\boldsymbol{j}_m$.

Es ist also:

$$\gamma = \gamma_l + \gamma_p \qquad (8)$$

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_l + \boldsymbol{j}_p + \boldsymbol{j}_m. \qquad (9)$$

Durch eine Reihe von Definitionen, die auf Mittelwertsbildung beruhen, sowie durch Hinzuziehung der Beziehungen (2) und (3) leitet Lorentz die Maxwell-Hertzschen Grundgleichungen (1) aus den seinigen (4) bis (7) ab.

Die erwähnten Definitionen lauten wie folgt[1]):

$$\bar{\boldsymbol{e}} = \boldsymbol{E} \qquad (10)$$

$$\bar{\boldsymbol{h}} = \boldsymbol{B}. \qquad (11)$$

$$\bar{\gamma}_p = \operatorname{div}\boldsymbol{P}$$

$$\bar{\gamma}_l = \Gamma$$

$$\bar{\boldsymbol{j}}_l = \boldsymbol{J}$$

$$\bar{\boldsymbol{j}}_p = \frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t}$$

$$\bar{\boldsymbol{j}}_m = c\cdot\operatorname{rot}\boldsymbol{M},$$

wo allgemein

1) Der, den Magnetismus betreffende Teil der vorliegenden Mitteilung wurde in der physikalischen Sektion der XI. Versammlung der polnischen Naturforscher und Ärzte im Juli 1911 zu Krakau vorgetragen.

1) Vgl. z. B. M. Abraham, Theorie der Elektrizität II, S. 253. 1905.

$$\overline{\varphi} = \frac{1}{\Omega}\int_{(\Omega)} \varphi \cdot d\Omega$$

den aus dem „physikalisch unendlich kleinen" Raume Ω berechneten Mittelwert einer in Ω integrierbaren Koordinatenfunktion φ vorstellt. (Wir werden im folgenden anstatt des Zeichens $\overline{\varphi}$ Ω — gelegentlich φ benutzen).

Es ist charakteristisch, daß in diesem Definitionssystem weder $\boldsymbol{F}$ noch $\boldsymbol{H}$ unmittelbar als irgendwelche Mittelwerte bestimmt werden.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist es eben, solche Definitionen von $\boldsymbol{F}$ und $\boldsymbol{H}$, zugleich aber neue, den Lorentzschen nicht widersprechende, den reellen Umständen aber besser angepaßte Definitionen von $\boldsymbol{E}$ sowie $\boldsymbol{B}$ aufzustellen und zu begründen.

Dadurch werden die Parallelitäten sowie die Unterschiede zwischen den vier Vektoren $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{H}$ und $\boldsymbol{B}$ besonders klar hervortreten, was wenigstens in methodischer Hinsicht nicht ohne Interesse sein dürfte.

Es sollen in dem Medium alle Moleküle als aus Elektronen beider Vorzeichen zusammengesetzt gedacht werden. Dieselben sind im allgemeinen in elektrische Dipole von der Ladungssumme Null gruppiert, außerdem können aber auch getrennte oder an Moleküle gebundene Elektronen eines gewissen Vorzeichens in Überschuß vorkommen, durch deren Vorhandensein die räumliche Dichte bestimmt wird. Da zu den Dipolelektronen auch die Magnetisierungselektronen mitgerechnet werden können, so ist die Einführung einer besonderen Dichte der Magnetisierungselektronen belanglos.

Wenn $+\eta$ und $-\eta$ die als Punkte gedachten Ladungen eines Dipols bezeichnen und $\boldsymbol{r}$ einen Längenvektor darstellt, der von $-\eta$ bis $+\eta$ führt, so ist das elektrische Moment des Dipols gleich:

$$\eta \cdot \boldsymbol{r}.$$

Wir bemerken hier, daß durch die Annahme von Punktladungen die Allgemeinheit der Betrachtungen nicht eingeschränkt wird, denn wir können immer wirkliche Ladungen als aus elektrischen Punkten bestehend denken.

Durch die möglichen Schwankungen der Länge und der Richtung von $\boldsymbol{r}$ ändern sich die Komponenten des Dipolmomentes; das Zusammenspielen jeweiliger Werte dieser Komponenten ergibt die elektrische Polarisation des Mediums. Von dem Bewegungszustande der Elektronen hängt dagegen der elektrische Strom und die Magnetisierung des Mediums ab. Insbesondere wird die letztere durch die, längs geschlossener, im Innern der einzelnen Moleküle verlaufender Bahnen kreisenden Elektronen bestimmt[1]).

Einen solchen elementaren Magnetisierungsstrom, der eine im Molekül eingeschlossene Fläche S umkreist, wollen wir Magneton nennen. Wenn η_m die Ladung des kreisenden Elektrons, τ seine Umlaufszeit und S_a die Normalprojektion der Fläche S auf eine zum beliebigen Vektor $\boldsymbol{a}$ senkrechte Ebene bedeutet, so ist:

$$\frac{\eta_m}{\tau} \tag{12}$$

die Stärke des Magnetisierungsstromes eines einzelnen Magnetons und

$$m_a = \frac{\eta_m}{c \cdot \tau} \cdot S_a \tag{13}$$

die Normalprojektion des magnetischen Momentes desselben auf die Richtung von $\boldsymbol{a}$. Hier soll bemerkt werden, daß die Richtung der Normale von S zu dem Umkreisungssinne des (positiven) Magnetisierungsstromes so paßt, wie der Fortbewegungssinn einer rechtsgängigen Schraube zu ihrem Drehungssinne. Die Projektion S_a wird positiv oder negativ, je nachdem diese Normale einen spitzen oder einen stumpfen Winkel mit $\boldsymbol{a}$ bildet.

Es soll nun in dem Medium ein „physikalisch unendlich kleiner" Längenvektor $\boldsymbol{a}$ (s. Figur) und ein dazu senkrechtes, ebenfalls physikalisch unendlich kleines Flächenelement q gedacht werden. Wir konstruieren eine gerade Säule von der Basis q und der Höhe a, deren Volumen wir mit Ω bezeichnen. Es ist somit

$$\Omega = q \cdot a.$$

Das Rechteck $KLMN$ in der Figur stellt die Projektion der Säule Ω auf die Zeichnungsebene vor.

Es soll weiter l eine Kurve bedeuten, die ganz in der Säule, durch deren Grundflächen begrenzt, sonst aber beliebig verläuft, und wir bezeichnen mit $\boldsymbol{w}$ eine in Ω integrierbare vektorielle Koordinatenfunktion. Dann kann man leicht den Mittelwert aller möglichen Integrale von der Form:

$$\int_{(l)} \boldsymbol{w}\, d\boldsymbol{l}$$

finden, die in Ω gebildet werden können. Man kann nämlich leicht beweisen, daß, wenn das Integral längs l von P nach Q verläuft, der genannte Mittelwert gleich dem aller in Ω längs $\boldsymbol{a}$ gebildeter Integrale und nämlich

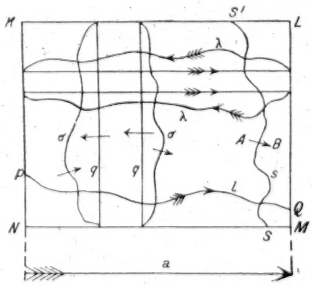
$$\int_{(l)} \boldsymbol{w} \cdot d\boldsymbol{l} = \int_{(a)} \boldsymbol{w} \cdot \boldsymbol{a} = \boldsymbol{a} \cdot \overline{\boldsymbol{w}}_a \tag{14}$$

2) Vgl. P. Langevin, Sur la théorie du magnétisme. Ann. Chim. Phys. (8) **5**, 70, 1905.

ist, wo w_a den skalaren Wert der Normalprojektion von $\boldsymbol{w}$ auf $\boldsymbol{a}$ (kurz: die a-Komponente von $\boldsymbol{w}$) bezeichnet.

Nehmen wir weiter eine ganz in Ω liegende Fläche s, deren Umfang auf der Mantelfläche von Ω verläuft. Dieselbe zerschneidet Ω in zwei Teile: A und B, und es soll nämlich B relativ zu A in der Richtung von $\boldsymbol{a}$ liegen.

Wir wollen nun die Normale eines jeden Flächenelementes ds immer so wählen, daß dieselbe ins Innere von B führt, und nennen $d\boldsymbol{s}$ einen Vektor, dessen Modul gleich ds ist, und welcher die Richtung der oben bestimmten Normale hat. (SS' auf der Figur bezeichnet den



Schnitt einer solchen Fläche s durch die Zeichnungsebene.) Dann kann es bewiesen werden, daß der Mittelwert aller möglichen in Ω gebildeten Integrale:

$$\int_{(s)} \boldsymbol{w}\, d\boldsymbol{s},$$

dem Mittelwerte aller über die Querschnitte q erstreckten Integrale und nämlich

$$\overset{\Omega}{\int_{(s)}} \boldsymbol{w}\cdot d\boldsymbol{s} = \overset{\Omega}{\int_{(q)}} \boldsymbol{w}\cdot d\boldsymbol{q} = q\cdot \overset{\Omega}{w_a} \qquad (15)$$

ist. —

Wir wollen uns nun in Ω eine sehr große Anzahl kleiner Moleküle zerstreut denken und nennen Φ den außerhalb der Moleküle liegenden Teil des Raumes Ω.

Wir bilden jetzt, ähnlich wie oben, Integrale von $\boldsymbol{w}$ längs der Kurven λ, bezw. krummen Flächen σ, die zu den mit l bezw. mit s bezeichneten gehören, aber ausschließlich auf den zwischenmolekularen Raum Φ beschränkt sind (d. h. in das Innere der Moleküle nie eindringen) und bezeichnen die Mittelwerte solcher Integrale mit:

$$\overset{\Phi}{\int_{(\lambda)}} \boldsymbol{w}\cdot d\boldsymbol{l} \quad \text{bezw.} \quad \overset{\Phi}{\int_{(\sigma)}} \boldsymbol{w}\cdot d\boldsymbol{s}.$$

Fassen wir nun zunächst ein System von geschlossenen Flächen (g) ins Auge, deren jede aus zwei Teilen besteht. Der erste Teil sei ein beliebiger Hauptquerschnitt q der Säule Ω, der andere eine der zwischen den Molekülen verlaufenden Flächen σ, die aber dieselbe Grenzlinie wie q besitzt.

Die Normalen der Flächenelemente $d\boldsymbol{g}$ seien immer so gewählt, daß sie auf dem Teile q die zu $\boldsymbol{a}$ entgegengesetzte Richtung haben. Die Normale wird insbesondere eine innere oder eine äußere, je nachdem σ auf der A-Seite oder B-Seite von q liegt. [Die kleinen, ungefiederten Pfeile in der Figur deuten die Richtungen der Normalen auf (g) an.] Somit richten sich immer alle Normalen auf σ von A nach B, alle Normalen von q dagegen von B nach A.

Suchen wir nun die Mittelwerte von den über soeben definierte Flächen (g) erstreckten Integralen der Normalkomponenten der Lorentzschen Vektoren $\boldsymbol{e}$ und $\boldsymbol{h}$. Indem wir (15) berücksichtigen, erhalten wir:

$$\overset{\Omega}{\int_{(g)}} \boldsymbol{e}\cdot d\boldsymbol{g} = \overset{\Phi}{\int_{(\sigma)}} \boldsymbol{e}\cdot d\boldsymbol{s} - q\cdot \overset{\Omega}{e_a} \qquad (16)$$

und ähnlich:

$$\overset{\Omega}{\int_{(g)}} \boldsymbol{h}\cdot d\boldsymbol{g} = \overset{\Phi}{\int_{(\sigma)}} \boldsymbol{h}\cdot d\boldsymbol{s} - q\cdot \overset{\Omega}{h_a}. \qquad (17)$$

Die Bedeutung der linken Seiten von (16) und (17) wird klar, wenn wir nach dem Gaußschen Satze die Flächenintegrale über (g) durch Raumintegrale von $\operatorname{div}\boldsymbol{e}$ bezw. $\operatorname{div}\boldsymbol{h}$ über die von (g) begrenzten Räume (u) ersetzen.

Mit Berücksichtigung von (6) und (8) wird somit:

$$\overset{\Omega}{\int_{(g)}} \boldsymbol{e}\, d\boldsymbol{g} = \overset{\Omega}{\int_{(u)}} \gamma_l\cdot d\boldsymbol{u} + \overset{\Omega}{\int_{(u)}} \gamma_p\, d\boldsymbol{u}. \qquad (18)$$

Der Mittelwert der Dichte γ_l, wenn überhaupt von Null verschieden, hat ein bestimmtes Vorzeichen. Die Werte aber der über (u) erstreckten Integrale von γ_l erhalten verschiedene Vorzeichen, je nachdem das Raumintegral aus einem Flächenintegral mit innerer oder äußerer Normale entsteht. Da jedoch in der zur Mittelwertsbildung dienenden unendlichen Summe die ersteren so gut wie die letzteren vorkommen, so daß man immer je zwei Integrale von demselben absoluten Werte und entgegengesetztem Vorzeichen nebeneinander stellen kann, so heben sich bei der Mittelwertsbildung alle solche Integrale paarweise auf und man erhält:

$$\overset{\Omega}{\int_{(u)}} \gamma_l\, d\boldsymbol{u} = 0. \qquad (19)$$

Umgekehrt verhalten sich die Integrale der Dichte γ_p. Wie leicht zu ersehen ist, wechselt das Vorzeichen des Integrals

$$\int_{(u)} \gamma_\rho \, du$$

nicht, wenn wir einem beliebigen Querschnitt q eine σ-Fläche von der Seite A oder B hinzufügen, um daraus die den Raum (u) umschließende Fläche (g) zu bilden. Denn es wird im allgemeinen durch q eine gewisse Summe der positiven Dipolladungen von ihren negativen Gefährten (mit demselben absoluten Werte der Ladungssumme) getrennt. Wenn jedoch zum Beispiel die Summe auf der A-Seite negativ ist, so ist sie auf der B-Seite positiv. Da aber die erstere den Wert des Flächenintegrals über (g) mit der inneren, die letztere dagegen den Wert eines solchen mit der äußeren Normale ersetzt, so werden die Vorzeichen beider Integrale einander gleich, und zwar im betrachteten Falle positiv ausfallen.

Den Mittelwert solcher Ladungssummen in Ω erhalten wir auf Grund folgender Erwägungen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein bestimmtes, in Ω gewähltes Dipolelektron von seinem negativen Gefährten durch einen in Ω aufs Geradewohl genommenen Querschnitt q so getrennt werde, daß der erstere auf der B-Seite von q bleibe, verhält sich so zur Gewißheit (= 1), wie die Normalprojektion von $\boldsymbol{r}$ auf $\boldsymbol{a}$ zu a. Sie beträgt somit:

$$\frac{r_a}{a}$$

und wir finden den gesuchten Mittelwert, wenn wir die, mit entsprechenden Ladungen multiplizierten Wahrscheinlichkeitswerte über alle in Ω enthaltenen Dipole summieren.

Dann erhalten wir gemäß (18) und (19)

$$\left.\begin{aligned} \overline{\int_{(g)} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{g}} = \overline{\int_{(u)} \gamma_\rho \, du} = \frac{1}{a} \sum_{(\Omega)} (\eta \cdot r_a) = \\ = q \cdot \frac{1}{\Omega} \sum_{(\Omega)} (\eta r_a) . \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

Da $\sum_{(\Omega)} (\eta r_a)$ die a-Komponente des dem Raume Ω gehörigen elektrischen Momentes ist, so stellt

$$\frac{1}{\Omega} \sum_{(\Omega)} (\eta r_a) = P_a \quad (21)$$

die a-Komponente der elektrischen Polarisation P vor.

Daher kann (16) mit Rücksicht auf (20) und (21) nun geschrieben werden:

$$\frac{1}{q} \overline{\int_{(\sigma)} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{s}} = \bar{e}_a + P_a . \quad (22)$$

Weiter ist nach (7) $\operatorname{div} \boldsymbol{h} = 0$, daher auch die linke Seite von (17)

$$\overline{\int_{(g)} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{g}} = \int_{(u)} \operatorname{div} \boldsymbol{h} \cdot du = 0$$

und man erhält laut (15)

$$\frac{1}{q} \overline{\int_{(\sigma)} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{s}} = \frac{1}{q} \overline{\int_{(s)} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{s}} = \bar{h}_a . \quad (23)$$

Nun wollen wir die Linienintegrale des Lorentzschen elektrischen und magnetischen Vektors längst geschlossener Kurven (K) bilden, deren jede aus dem beliebig in Ω gewählten Vektor $\boldsymbol{a}$ und der als Rückweg dienenden und zwischen den Molekülen verlaufenden Kurve λ besteht.

Wir erhalten dann gemäß (14)

$$\overline{\int_{(K)} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{K}} = a \, \bar{e} - \overline{\int_{(\lambda)} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{l}} \quad (24)$$

und ähnlich:

$$\overline{\int_{(K)} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{K}} = a \bar{h} - \overline{\int_{(\lambda)} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{l}} . \quad (25)$$

Wenn weiter G eine von K begrenzte Fläche ist (deren Normalenrichtung zum Trassierungssinn von K so paßt, wie die Fortbewegung einer rechtsgängigen Schraube zu ihrem Umdrehungssinne), so ist bei Anwendung des Stokesschen Satzes nach (5):

$$\overline{\int_{(K)} \boldsymbol{e} \, d\boldsymbol{K}} = \overline{\int_{(G)} \operatorname{rot} \boldsymbol{e} \, d\boldsymbol{G}} = -\frac{1}{c} \overline{\int_{(G)} \frac{\partial \boldsymbol{h}}{\partial t} \cdot d\boldsymbol{G}} \quad (26)$$

und gemäß (4) und (9):

$$\overline{\int_{(K)} \boldsymbol{h} \, d\boldsymbol{K}} = \frac{1}{c} \overline{\int_{(G)} \left| \frac{\partial \boldsymbol{e}}{\partial t} + \boldsymbol{j}_l + \boldsymbol{j}_\rho + \boldsymbol{j}_m \right| \cdot d\boldsymbol{G}} . \quad (27)$$

Ziehen wir nun zunächst speziell das Integral:

$$\int_{(G)} \boldsymbol{j}_m \cdot d\boldsymbol{G}$$

auf der rechten Seite von (27) in Betracht. Der gerade Teil $\boldsymbol{a}$ der Integralkurve K durchdringt eine gewisse, im allgemeinen sehr große Anzahl von Molekülen und somit von Magnetonflächen. Es geht daher durch G ein Magnetisierungsstrom, welcher der Summe der einzelnen, in den von $\boldsymbol{a}$ getroffenen Magnetonen vorkommenden Strömen gleicht.

Diese Summe wird nach (12) durch

$$\sum_{(G)} \frac{\eta_m}{\tau}$$

ausgedrückt; dieselbe ist von der Wahl des außerhalb der Moleküle verlaufenden Rückweges λ und somit von der Orientierung der Fläche G unabhängig. Den Mittelwert

$$\overline{\int j_m \, dG} = \overline{\sum \frac{\eta_m}{\tau}} \quad (27a)$$

finden wir wieder mittels einfacher Wahrscheinlichkeitserwägung. Die Wahrscheinlichkeit näm-

lich, daß ein bestimmtes, in Ω gewähltes Magneton von einem aufs Geradewohl in Ω genommenen $\boldsymbol{a}$ getroffen werde, verhält sich zu 1, wie die Normalprojektion S_a der Magnetonfläche auf eine zu $\boldsymbol{a}$ senkrechte Ebene zum Querschnitt q. Sie beträgt also

$$\frac{S_a}{q}.$$

Die gesuchte Summe von $\frac{\eta_m}{\tau}$ finden wir daher, wenn wir die mit entsprechenden Werten von $\frac{\eta_m}{\tau}$ multiplizierten Wahrscheinlichkeitswerte im ganzen Raume Ω summieren.

Es wird dann:

$$\sum_{(G)}^{\Omega} \frac{\eta_m}{\tau} = \frac{1}{q} \sum_{(\Omega)} S_a \cdot \frac{\eta_m}{\tau} = a \cdot \frac{1}{\Omega} \sum_{(\Omega)} S_a \cdot \frac{\eta_m}{\tau}. \quad (27\,b)$$

Dividieren wir nun (27a) beiderseits mit c und berücksichtigen (27b) sowie (13), so erhalten wir

$$\frac{1}{c} \int_{(G)}^{\Omega} \boldsymbol{j}_m \, d\boldsymbol{G} = a \cdot \frac{1}{\Omega} \Sigma m_a$$

oder, da $\frac{1}{\Omega} \Sigma m_a$ die a-Komponente der im Raume Ω stattfindenden magnetischen Momentdichte $\boldsymbol{M}$ vorstellt:

$$\frac{1}{c} \int_{(G)}^{\Omega} \boldsymbol{j}_m \, d\boldsymbol{G} = a \cdot M_a. \quad (28)$$

Im Gegensatz zu den Magnetisierungsströmen, denen keine bevorzugte Richtung zukommt (da sie innerhalb der Moleküle in geschlossenen Bahnen kreisen), besitzen $\boldsymbol{j}_l$, $\boldsymbol{j}_\beta$, sowie $\frac{\partial \boldsymbol{e}}{\partial t}$ und $\frac{\partial \boldsymbol{h}}{\partial t}$ eine solche. Die Werte daher je zweier, gleiche, aber entgegengesetzt gerichtete Flächenelemente dG enthaltender Integralelemente jener Größen heben sich auf bei der Mittelwertsbildung.

Es wird somit:

$$\int_{(G)}^{\Omega} \frac{\partial \boldsymbol{e}}{\partial t} d\boldsymbol{G} = \int_{(G)}^{\Omega} \frac{\partial \boldsymbol{h}}{\partial t} d\boldsymbol{G} = \int_{(G)}^{\Omega} \boldsymbol{j}_l d\boldsymbol{G} = \int_{(G)}^{\Omega} \boldsymbol{j}_\beta \cdot d\boldsymbol{G} = 0,$$

und daher lauten nun (26) und (27) mit Rücksicht auf (28)

$$\int_{(K)}^{\Omega} \boldsymbol{e} \, d\boldsymbol{K} = 0$$

$$\int_{(K)}^{\Omega} \boldsymbol{h} \, d\boldsymbol{K} = a \cdot M_a.$$

Die Gleichungen (24) und (25) nehmen dann laut (14) folgende Formen an:

$$\frac{1}{a} \int_{(l)}^{\rightarrow} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{l} = \frac{1}{a} \int_{(l)}^{\Omega} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{l} = \overset{\Omega}{e}_a \quad (29)$$

$$\frac{1}{a} \int_{(l)}^{\rightarrow} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{l} = \overset{\Omega}{h}_a - M_a. \quad (30)$$

Die Beziehungen (22) und (30) führen nun unmittelbar zu den hier gesuchten Definitionen von $\boldsymbol{F}$ und $\boldsymbol{H}$, wenn wir die Lorentzschen Definitionen (10) und (11) von $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{B}$ hinzuziehen.

Es wird nämlich aus (22) und (29) gemäß (2) und (10)

$$\frac{1}{a} \int_{(l)}^{\rightarrow} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{l} = \overset{\Omega}{e}_a = E_a \quad (31)$$

$$\frac{1}{q} \int_{(a)}^{\rightarrow} \boldsymbol{e} \cdot d\boldsymbol{s} = F_a \quad (32)$$

und aus (23) und (30) laut (3) und (11):

$$\frac{1}{a} \int_{(l)}^{\rightarrow} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{l} = H_a \quad (33)$$

$$\frac{1}{q} \int_{(a)}^{\rightarrow} \boldsymbol{h} \cdot d\boldsymbol{s} = \overset{\Omega}{h}_a = B_a, \quad (34)$$

worin (32) und (33) die gesuchten neuen Definitionen von $\boldsymbol{F}$ und $\boldsymbol{H}$ vorstellen, außerdem aber in (31) und (34) neue Definitionen von $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{B}$ geliefert werden.

Wenn wir nun die Resultate der obigen Erwägungen, die in den letzten vier Gleichungen enthalten sind, durchmustern, so sehen wir zunächst das Gemeinschaftliche aller vier Vektoren $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B}$, daß dieselben nämlich als gewisse, aus lauter zwischenmolekularen Werten von $\boldsymbol{e}$ und $\boldsymbol{h}$ gebildete Funktionen dargestellt werden können. In dieser Eigenschaft erblicken wir aber die notwendige Konsequenz von reellen Bedingungen der Messung jener Vektoren. Denn es ist ja selbstverständlich, daß unsere, praktisch ausführbaren Meßinstrumente, selbst die denkbar subtilsten, nie in das Innere der einzelnen Moleküle einzudringen vermögen, weshalb auch die Kundschaften, die dieselben uns über Mediumzustände bringen, notwendigerweise auf zwischenmolekulare Räume beschränkt werden.

Das System der Beziehungen (31) bis (34) läßt uns aber dabei in recht übersichtlicher Weise den inneren, elektronentheoretischen Grund erkennen, worauf einerseits die Hertz-Heavisideschen Analogien von $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{H}$, sowie $\boldsymbol{F}$ und $\boldsymbol{B}$, andererseits die Lorentzsche von $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{B}$ beruhen.

Die ersteren werden nämlich durch den Umstand gedeutet, daß die beiden Feldstärken $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{H}$ mittels Linienintegralen, die beiden Induktionen dagegen, $\boldsymbol{F}$ und $\boldsymbol{B}$,

mittels Flächenintegralen aus den Lorentzschen Vektoren gebildet werden.

Auf diesen Unterschied zwischen den Bildungsarten beider Vektorenpaare können unmittelbar auch die bekannten, von Lord Kelvin (wie es mir scheint) herrührenden Definitionen derselben zurückgeführt werden. Nach denselben sollen nämlich die Felder durch die, in einem unendlich engen geraden Bohrloche, die Induktionen dagegen durch die in einem unendlich flachen Hohlraume stattfindenden Feldstärken bestimmt werden.

Die in die Richtung der Bohrung fallende Komponente des Feldes $\boldsymbol{E}$ bezw. $\boldsymbol{H}$ gleicht nämlich der, auf der Einheit der Bohrlochlänge herrschenden Potentialdifferenz. Andererseits ist aber ein solcher unendlich enger kanalartiger Hohlraum als ein zwischenmolekularer Raum anzusehen, und deshalb, wenn wir die „physikalisch unendlich kleine" Kanallänge mit a bezeichnen, ist das genannte Potentialgefälle im Mittel dem mit a dividierten, zwischen den Enden des Kanals verlaufenden Linienintegrale der zwischenmolekularen Werte von $\boldsymbol{e}$ bezw. $\boldsymbol{h}$ gleich. — Dasselbe drücken eben die Gleichungen (31) und (33) aus.

Die mittleren, zur Ebene des flächenhaften Hohlraumes senkrechten Feldstärkenkomponenten, die die Induktionen bestimmen, gleichen dagegen, wie leicht zu beweisen, den auf Einheit der Hohlraumfläche entfallenden zwischenmolekularen Strömungen von $\boldsymbol{e}$ bezw. $\boldsymbol{h}$, was wieder durch (32) und (34) ausgedrückt wird.

Was die Lorentzsche Verwandtschaft der Vektoren $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{B}$ anbetrifft, so sehen wir sofort ihren Grund darin, daß dieselben einfach als Mittel aller möglichen im physikalisch unendlich kleinen Raume vorkommenden Werte von $\boldsymbol{e}$ bezw. $\boldsymbol{h}$ dargestellt werden können — eine Eigenschaft, welche $\boldsymbol{F}$ und $\boldsymbol{H}$ nicht zukommt, indem die letzteren wesentlich den zwischenmolekularen Werten der Lorentzschen Vektoren entstammen.

Zur weiteren Rechtfertigung der Beziehungen (31) bis (34) mag noch bemerkt werden, daß mittels derselben die Maxwellschen Grundgleichungen aus den Lorentzschen auf einfache Weise abgeleitet werden können, wenn man nur noch die leicht beweisbare Beziehung

$$\frac{1}{q}\overset{\varphi}{\underset{(a)}{\int}} \overline{j_l}\, d\boldsymbol{s} = \overline{j_l} = J_a$$

einführt und berücksichtigt, daß

$$\overset{\varphi}{\underset{(a)}{\int}} \overline{j_f}\, d\boldsymbol{s} = \overset{\varphi}{\underset{(a)}{\int}} \overline{j_m}\, d\boldsymbol{s} = 0$$

sein muß, da sowohl der Polarisierungsstrom wie der Magnetisierungsstrom wesentlich auf das Innere der Moleküle beschränkt sind.

Inwiefern den hiermit dargelegten Gedanken eine weitere Entwickelungsfähigkeit und Anwendbarkeit zukommt, mag hier einstweilen nicht erörtert werden. Man darf aber, wie ich glaube, vermuten, daß die hier gewonnenen Beziehungen in Anbetracht der neueren Errungenschaften der Elektronik ein Weniges zur Klärung und Verknüpfung der Begriffe und somit zur Vereinfachung der Betrachtungen beitragen werden.

Nowy Sacz (Galizien), im Mai 1912.

(Eingegangen 10. Juni 1912.)

Radioaktive Methoden in der Elektrochemie.

Von G. v. Hevesy.

Aus ihren Lösungen schlagen sich die Umwandlungsprodukte des Radiums, Thoriums und Aktiniums auf eingetauchte Metallplatten teilweise nieder. Darauf beruhen die ältesten und erfolgreichsten Methoden der Reindarstellung dieser Elemente, so die Ausfällung des *RaF* auf Wismut von Marckwald, ferner hat v. Lerch die Trennung des *RaC* vom *RaB* ausgeführt: auf einer „in die salzsaure Lösung des aktiven Niederschlags getauchten Nickelplatte scheidet sich das *RaC* in sehr reinem Zustande aus". Bei der Anwendung anderer Metalle bzw. Lösungen scheidet sich mehr oder minder reines *RaC* bzw. *RaB* aus, die Ergebnisse lassen sich jedoch nicht reproduzieren.

Wie die Untersuchungen des Verfassers ergaben, ist der Potentialsprung Metall/Elektrolyt (zwischen dem eingetauchten Metalle und der Lösung) für die Zusammensetzung des ausgeschiedenen Radiogemisches maßgebend, und entsprechend der Forderung unserer elektrochemischen Anschauungen werden die Versuchsergebnisse reproduzierbar, sobald wir der Lösung ein Salz des einzutauchenden Metalls zusetzen und dadurch den Potentialsprung Metall/Elektrolyt eindeutig festlegen.

Wenn sich nach einigen Autoren *RaF* auf Silber ausscheidet, nach anderen nicht, so liegt das daran, daß der Potentialsprung Silber/Elektrolyt ein „undefinierter" ist und so die verschiedensten Werte annehmen kann, die hauptsächlich vom Säuregehalt des Elektrolyten und von der Versuchszeit abhängen.

Wie sehr der Wert des Potentialsprungs Metall/Elektrolyt die Zusammensetzung des *RaB*- und *RaC*-Gemisches beeinflußt, geht daraus hervor, daß sich aus einer neutralen 1 norm. $AgNO_3$-Lösung merklich reineres *RaC* auf Silber ausscheidet, als aus einer $^1/_{10}$ normalen. Der Unterschied der Potentialsprünge beträgt nur 0,056 Volt.

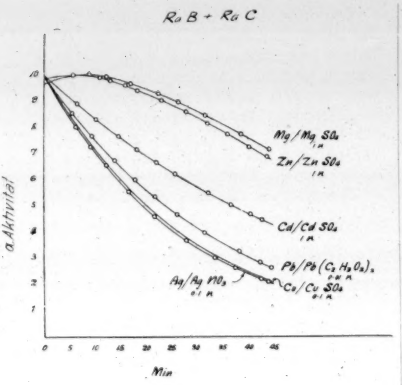


Fig. 1.

denen Radiogemisches als Funktion des Potentialsprungs Metall/Elektrolyt zu ermitteln, schlugen wir folgenden Weg ein: In eine $CuSO_4$-Lösung, die etwa RaB und RaC im radioaktiven Gleichgewichtsverhältnisse enthielt, tauchten wir eine Kupferplatte für 4 Minuten ein und maßen dann die zeitliche Änderung der α-Aktivität der Platte (Fig. 1[1]), Kurve 2), welche unmittelbar die Zusammensetzung des B-, C-Gemisches ergibt. Der relative Wert des Potentialsprungs $Cu\,|\,CuSO_4$ (bezogen auf die Kalomelelektrode) ist bekannt, ebenso kennen wir die relativen Potentialsprünge $Ag\,|\,AgNO_3$; $Ag\,|\,KCN$; $Cd\,|\,CdSO_4$; $Mg\,|\,MgSO_4$ usw. Diese Potentialsprünge werden durch die Ausscheidung von etwa 10^{-18} g RaC, wie es bei unseren Versuchen erfolgte, nicht beeinflußt. Die ausgeschiedenen Radioelemente spielen nur die Rolle eines Indikators dieser Potentialunterschiede.

Durch die Anwendung verschiedener Metalle

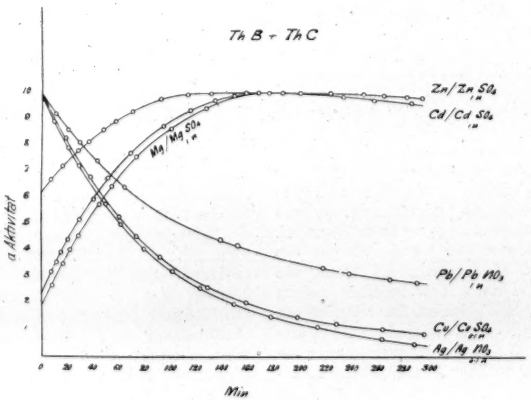


Fig. 2.

Den eindeutigen Beweis dafür, daß die Zusammensetzung des ausgeschiedenen Radiogemisches vom Potentialsprung Metall/Elektrolyt abhängt, liefert die Tatsache, daß sich ein Gemisch von derselben Zusammensetzung aus einer zyankalischen Lösung auf Silber, wie aus einer $CdSO_4$-Lösung auf Kadmium ausscheidet, wenn man nur den KCN- bzw. Silberzyanidgehalt der Lösung so wählt, daß der Potentialsprung in beiden Fällen derselbe ist. Aus den verschiedensten Lösungen scheidet sich demnach auch auf den verschiedensten Metallen ein Gemisch derselben Zusammensetzung aus, wenn nur der Potentialsprung in beiden Fällen derselbe ist.

Um die Zusammensetzung des ausgeschiedenen bzw. Ionenkonzentrationen können wir beliebig viele Werte der gewünschten Funktion aufsuchen. Für den Fall des RaB-, RaC-; ThB-, ThC- bzw. $AktB$-, $AktC$-Gemisches stellt diese Funktion die Fig. 4 bzw. 5 dar. Vom radioaktiven Standpunkte ist es bemerkenswert, daß die drei Kurven gänzlich analog verlaufen. Daß die Anfangs- bzw. Endordinaten etwas verschieden sind, liegt wahrscheinlich an dem Unterschiede der Perioden der in Betracht kommenden Radioelemente bzw. an den dadurch bewirkten Unterschieden, in den Verhältnissen der Zahl der

1) Die Druckstöcke wurden der Zeitschr. für Elektrochemie entnommen.

RaB-, *RaC-*; *ThB-*, *ThC-* bzw. *Akt B-*, *Akt-C*-Moleküle in der Lösung. (Siehe Phil. Mag. April 1912.)

Um den Lauf der Inflexionskurven, der Fig. 4 und 5, zu deuten, können wir den Vorgang der Ausfällung entweder als einen üblichen elektrochemischen Vorgang betrachten — *RaC*-Ionen werden entladen und dafür gehen *Cu*-Ionen in Lösung —, oder aber die Ausfällung einem elektrostatischen Vorgange zuschreiben, einem Hineinziehen der Radioelemente in die Doppelschicht, an der Grenzfläche des Metalls und des Elektrolyten. Im letzteren Falle wäre dann zu entscheiden, ob alle Elemente in extremer Verdünnung solch ein Verhalten zeigen, oder dieses nur den Radioelementen zukommt, etwa durch die Beeinflussung der elektrolytischen durch die, durch radioaktive Strahlung erzeugte Ladung.

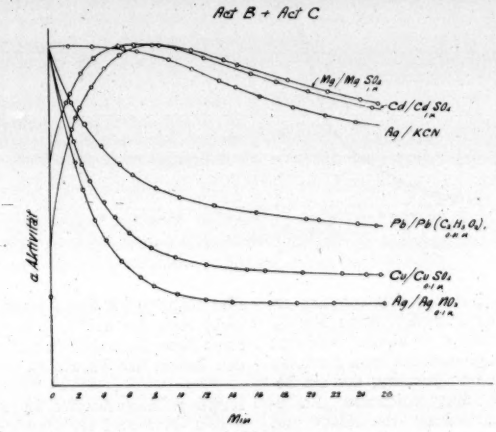


Fig. 3.

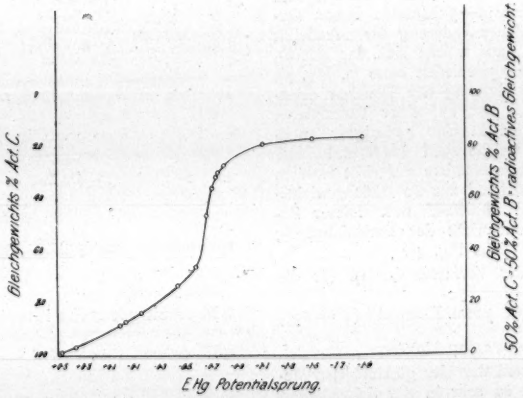


Fig. 4.

Diese Frage besprechen wir an anderer Stelle und begnügen uns mit der Feststellung, daß die Zusammensetzung des aus-

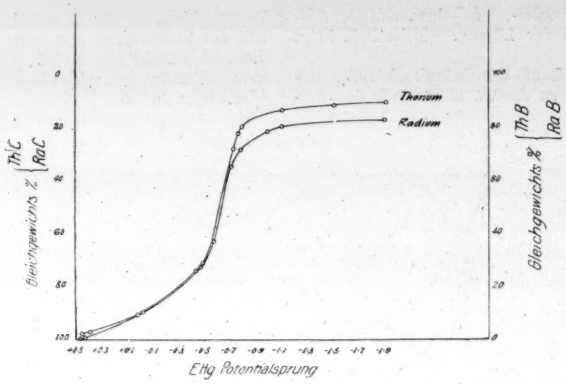


Fig. 5.

geschiedenen Radiogemisches eine von uns ermittelte Funktion des Potentialsprungs Metall/Elektrolyt ist, woraus folgt, daß man umgekehrt solche Potentialsprünge ermitteln kann durch die Bestimmung der Zusammensetzung des am betreffenden Metalle ausgeschiedenen Radiogemisches. Die Anwendung von *AktB* und *AktC* enthaltenden Lösungen eignet sich am besten zu diesem Zwecke. Man kann sich hier schon durch eine 4—5 Minuten lange Verfolgung der zeitlichen Änderung der α-Aktivität der Metallplatte, auf welche sich das *AktB*-, *AktC*-Gemisch ausgeschieden hatte (s. Fig. 3), über den Potentialsprung der letzteren orientieren. So schied sich auf einer Tantalplatte, die für 2 Minuten in eine gesättigte Tantalpentoxydlösung, welche auch *AktB* und *AktC* im Gleichgewichtsverhältnisse aufgelöst enthielt, ein Gemisch, bestehend aus 82 Gleichgewichtsteilen *AktC* und 18 *AktB* aus. Dieser Zusammensetzung entspricht der Potentialsprung $E_{Hg} = 0{,}00$ Volt (siehe Fig. 4).

Slade und der Verfasser fanden für die Kette

$$Ta \mid \underset{\text{ges.}}{Ta_2O_5} \mid \underset{1\text{ n.}}{KCl} \mid \text{norm. Kalomel} \quad (T = 25^0)$$

den Wert $E_{Hg} = -0{,}007$ Volt.

Der Hauptvorteil der hier geschilderten Methode liegt nicht so sehr in der Schnelligkeit des Meßverfahrens, wie in der Kürze der erforderlichen Indikationszeit. Es genügt, eine Metallplatte für etwa $^1/_{10}$ Sekunde in die, die Radioelemente enthaltende Lösung zu tauchen, um den gewünschten Potentialsprung Metall/Elektrolyt zu ermitteln. So schnelle Bestimmungen sind erforderlich, wenn wir den Vorgang der „Selbstdefinition" des Potentials Metall/Elektrolyt (das ursprünglich keine Ionen des Metalls enthielt) verfolgen wollen, d. h. die zeitliche Änderung dieser Potentialdifferenz, wie sie etwa aus den Zahlen der Tabelle zu ersehen ist.

Kupfer eingetaucht in reines Wasser, das *RaB* und *RaC* aufgelöst enthält.

Anzahl der Versuche	Eintauchzeit	Zusammensetzung des ausgeschiedenen Radiogemisches	E_{Hg}	Bemerkung
15	0,2 sec	15—20 % *RaC*	$<-1{,}9$ V. unedler als *Mg*	Von der äußeren Atmosphäre unabhängig
16	1—10 sec	23—36 % *RaC*	$<-0{,}7$ V. unedler als *Cd*	In Wasserstoff etwas unedlere Werte
15	1—2 Min.	30—65 % *RaC*	Schwankende Werte	—

Silber eingetaucht in reines Wasser.

15	0,2 sec	18—22 % *RaC*	$<-1{,}8$ V. unedler als *Mg*	Von der äußeren Atmosphäre unabhängig

Die Zahlen der Tabelle zeigen, daß auch edle Metalle, in reines Wasser getaucht, wasserzersetzend wirken, daß die zuerst gemessenen Potentiale negativer (unedler) sind als die des Magnesiums.

Im Gegensatze zu den nach kurzer Ein-

tauchzeit erhaltenen Ergebnissen sind die nach mehreren Minuten langem Eintauchen gemessenen Werte nicht mehr gut reproduzierbar. Es liegt das wahrscheinlich daran, daß der Vorgang der „Selbstdefinition" aus zwei Teilvorgängen besteht: aus einem schnelleren, gut reproduzierbaren, elektrischen Hineinsenden von Ionen in die Grenzschicht Metall/Elektrolyt — und aus einem nicht gut reproduzierbaren „chemischen", bestehend aus der Bildung und Auflösung von Metalloxyden.

Die Nernstsche Theorie der galvanischen Stromerzeugung verlangt, daß jedes Metall, in reines Wasser gebracht, wasserzersetzend wirken muß, denn anderenfalls würde, entsprechend der Gleichung $E = RT \ln \frac{C}{c}$, der Potentialsprung E, den Wert ∞ annehmen.

Diese Folgerung der Nernstschen Theorie erlangt demnach, mit der Hilfe radioaktiver Indikatoren, ihre Bestätigung.

Manchester, Physikalisches Institut der Victoria-Universität.

(Eingegangen 3. Juni 1912.)

Über den Abfall der Sonnenintensität während der Finsternis vom 17. April 1912.

Von A. Werner.

Bei Gelegenheit der partiellen Sonnenfinsternis am 17. April d. J. maß Herr Dr. Kron auf dem Astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam den Abfall der Sonnenintensität in den Wellenlängen 443, 514 und 651 $\mu\mu$ mit dem Spektralphotometer, dessen Beschreibung sich in den „Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam", Band 22, Nr. 64 findet. Zu bemerken ist hierbei, daß bei der benutzten Anordnung die gesamte Helligkeit eines Stückes des Himmels von $5^0\,35'$ Durchmesser um die Sonne photometriert wurde, daß also auch noch diffuses Himmelslicht zu der Sonnenhelligkeit hinzukam. Es konnte ungefähr bis zur größten Phase der Finsternis gemessen werden; weitere Messungen wurden durch das Auftreten von Cirren verhindert. Die Messungsergebnisse sind in der Tabelle I mitgeteilt.

Man kann nun unter Voraussetzung eines bestimmten Gesetzes für den Intensitätsabfall auf der Sonnenscheibe selbst die Gesamthelligkeit der Sonnensichel in jedem Augenblick der Finsternis berechnen. Das Ergebnis einer solchen Rechnung und der Vergleich mit Herrn Dr. Krons Messungen, die mir zu diesem Zweck zur Verfügung gestellt wurden, soll hier mitgeteilt werden.

Für den Intensitätsabfall auf der Sonnenscheibe werden die von H. C. Vogel[1]) angegebenen Werte als gültig vorausgesetzt. Die Formeln für die erforderliche Integration findet man in der Dissertation des Herrn C. Rödiger, „Untersuchungen über das Doppelsternsystem Algol" für den Fall, daß der Intensitätsabfall der quadratischen Formel: $I = I_0 + I'\varrho^2$ (ϱ Abstand von der Sonnenmitte in Einheiten des Radius, I_0, I' Konstanten) folgt. Sucht man diese Formel den Vogelschen Werten anzupassen, so erhält man für die drei benutzten Wellenlängen:

	443	514	651
I_0	105,4	105,3	106,4
I'	−74,4	−69,7	−54,8.

Ist dann ferner zur Zeit t das Verhältnis der Entfernung der Mittelpunkte $\mathbb{C} - \odot$ zum Sonnenradius $= d : \varrho_\odot = \delta$, so ist nach Herrn Rödiger die Gesamtintensität der Sonnensichel zur Zeit t:

$$I_t = I_0 P(t) + I' Q(t),$$

wo in dem für unsere Finsternis sehr nahe zutreffenden Spezialfall: $\varrho_\mathbb{C} = \varrho_\odot$ gilt[2]):

$$P = 2 \arcsin \frac{\delta}{2} + \frac{\delta}{2}\sqrt{4 - \delta^2}$$

$$Q = (1 + \delta^2) \arcsin \frac{\delta}{2} - \frac{\pi}{2}\delta^2 + \frac{\delta}{8}(6 + \delta^2)\sqrt{4 - \delta^2}$$

wo $0 \leq \delta \leq 2$.

Die Werte δ wurden nach einer, den von Herrn Prof. Kempf[3]) beobachteten Kontakten entsprechenden ungefähren Verschiebung der Mondephemeride des Nautical Almanac um 18,7[s] nach vorwärts berechnet und sind in Tabelle II mitgeteilt; diese Tabelle gibt außerdem die Resultate der Integration, P, Q und die I für die verschiedenen Wellenlängen.

Man sieht aus der Fig. 1, in der die Zeiten als Abszissen, die $\log I$ als Ordinaten aufgetragen sind, daß die Kurven für die drei Wellenlängen sich nicht erheblich voneinander unterscheiden.

Dieselben Kurven suchte ich andererseits in Fig. 2 (I, II, III) mit den ebenfalls graphisch aufgetragenen Beobachtungswerten zu vergleichen, wobei ich die Beobachtungswerte durch Ver-

---

1) „Spektralphotometrische Untersuchungen insbesondere zur Bestimmung der Absorption der die Sonne umgebenden Gashülle."

2) Es ist z. B. für

	$0^h\,0^m\,0^s$	$1^h\,20^m\,0^s$
$\varrho_\mathbb{C}$	$15'\,54.7''$	$15'\,55.4''$
$\varrho_\odot$	15 55,5	15 55,4 ,

wo die ϱ die scheinbaren Radien bedeuten.

3) Astronomische Nachrichten, Nr. 4571.

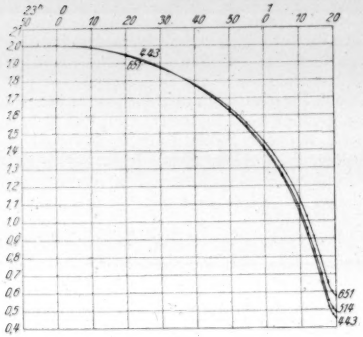


Fig. 1.

schiebung parallel zur Ordinatenrichtung für die Zeit nahe der größten Phase mit ihnen zur Deckung brachte. Die Übereinstimmung ist sehr gut bei 651 $\mu\mu$, dagegen sind bei 514 $\mu\mu$ und erst recht bei 443 $\mu\mu$ offenbar systematische Abweichungen vorhanden.

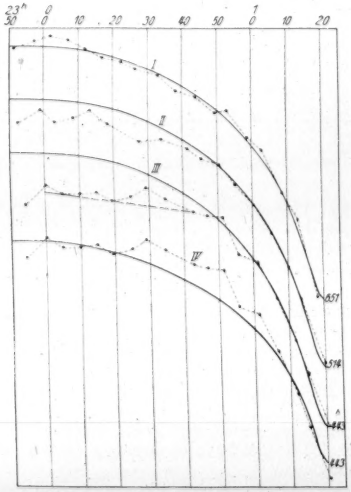


Fig. 2.

Keinesfalls kann man diese Abweichungen durch die Annahme eines anderen Gesetzes für den Intensitätsabfall auf der Sonnenscheibe erklären. Es kommt nämlich für den Abfall der Intensität im Beginn der Finsternis und ebenso für die Werte der Intensitäten selbst in der Nähe der größten Phase nur die Helligkeit des äußersten Ringes in Betracht; daher kann man unter Benützung der Beobachtungsdaten für eines dieser Stücke die Werte des anderen ableiten. In unserem Falle entnahm ich, um zu einer rohen Näherung zu gelangen, die Randhelligkeit der Sonne aus dem Werte der Intensität nicht lange vor der größten Verfinsterung um $1^h\,10^m\,10^s$. Danach würde der Abfall der Beobachtungsdaten bei 443 $\mu\mu$ von $0^h\,0^m$ bis $0^h\,10^m$[1]) der in der entsprechenden Figur eingezeichneten Geraden entsprechen müssen. Wenn nun auch dieser Abfall den Beobachtungsdaten noch nicht direkt widerspricht, so muß man doch berücksichtigen, daß von $0^h\,10^m$ bis $0^h\,20^m$ der Abfall bedeutend stärker sein würde, und so fort, so daß dann die Werte in der Mitte der Kurve ungefähr von $0^h\,30^m$ bis $0^h\,55$ ganz herausfallen würden. Eine recht gut zutreffende Illustration dieser Betrachtung gewährt auch die Vergleichung der Beobachtungsdaten mit der Kurve, die wir unter Voraussetzung einer konstanten Intensität auf der Sonnenscheibe erhalten (Fig. 2, IV). Hier stimmen die Anfangsneigung und die Endwerte mit den in unserer Überlegung benutzten überein, während die Mitte von den beobachteten Werten stark abweicht. Im übrigen zeigen auch die während der Finsternis auf nicht sensibilisierten Platten aufgenommenen Photographien, daß während derselben, wie immer, die Sonnenintensität in der Mitte viel stärker war als am Rande; so daß die gegenteilige Annahme keiner weiteren Diskussion bedarf.

Wie anfangs erwähnt, rührte die photometrierte Helligkeit nicht von der Sonne allein her, sondern es kam noch hinzu das diffuse Licht eines Stückes des Himmels vom Halbmesser $2^0\,18'$.

Um den Betrag dieser Wirkung abzuschätzen, entnehme ich die Werte für die Helligkeit des diffusen Lichts der Dissertation des Herrn H. Diercks, „Über die Helligkeit des Himmels in der Nähe der Sonne", und zwar der Tabelle XVI, S. 43; diese entspricht der Sonnenhöhe 49^0. Nehmen wir für die Zone zunächst der Sonne von $15'$ bis $25'$ als Wert der Helligkeit des Himmelslichts 159 : 100000 an, die Helligkeit der ganzen Sonne als Einheit gesetzt, die übrigen Werte entsprechend der Dierckschen Tabelle, so finden wir die Gesamtintensität des diffusen Himmelslichts, das mit gemessen

1) Um $0^h\,10^m$ und um $1^h\,10^m\,10^s$ ist die Breite des in Betracht kommenden äußersten Ringes der Sonne die gleiche, $= 0{,}259 \cdot \varrho_{\odot}$.

wurde, gleich 0,127 Einheiten der Sonnenintensität.

Diese Zahl gilt für weißes Licht, dessen Intensität optisch gemessen wurde; als äquivalente Wellenlänge können wir ungefähr 570 $\mu\mu$ setzen. Es ist dann, wenn man das Rayleighsche Gesetz als gültig annimmt, die erhaltene Zahl für die benutzten Wellenlängen bzw. zu multiplizieren mit $(570:443)^4$, $(570:514)^4$, $(570:651)^4$, und wir haben für die Gesamtintensität des diffusen Himmelslichts bei 443: 35 Proz., bei 514: 19 Proz., bei 651: 8 Proz. der Sonnenintensität.

Sehen wir vorläufig ab von dem aus anderen Teilen des Himmelshintergrundes zugestrahlten Lichte und betrachten nur das durch direkte Diffusion von der Sonne herrührende Licht, so müssen wir die berechneten Zahlen mit der Gesamtintensität der Sonne in jedem Moment der Finsternis multiplizieren und den erhaltenen Betrag zur Intensität der Sonne hinzufügen. Wir erhielten z. B. für 443 $\mu\mu$: Gesamtintensität $I = I_\odot \cdot 1{,}35$; die Kurve der Intensitätslogarithmen bliebe hierdurch ungeändert!

Wir sehen aber doch, daß das diffuse Licht im Grün und besonders im Blau einen erheblichen Prozentsatz der gemessenen Helligkeit ausmacht, so daß es wahrscheinlich wird, daß allerhand irreguläre Vorgänge in der Atmosphäre Messungen in den kürzeren Wellenlängen viel stärker beeinflussen als solche in den längeren.

Man könnte zu der berechneten Intensität noch den Einfluß des diffusen Lichts hinzufügen, das von dem Stück der Atmosphäre vor dem jeweilig verdeckten Teil der Sonne ausgeht; dieser Einfluß würde in dem Sinne liegen, die durch die Berechnung erhaltene Kurve der gemessenen ähnlicher zu machen, ist aber sehr gering, wie sich schon aus der Vergleichung der in Betracht kommenden Flächengrößen ergibt.

Andere Effekte, an die man noch denken könnte, wären zu gering und würden außerdem nicht im gewünschten Sinne liegen, z. B. die Berücksichtigung des durch Diffusion aus anderen Teilen der Atmosphäre hinzukommenden Lichts, oder die Annahme eines Streifens diffusen Lichts um die Sonne, dessen Helligkeit konstant bliebe.

Die wahrscheinlichste Annahme ist für mich die, daß die Atmosphäre während der ersten halben Stunde der Finsternis durchsichtiger geworden ist; dafür spricht, daß die Abweichungen der beobachteten Kurven von den berechneten ungefähr im umgekehrten Verhältnis der vierten Potenzen der Wellenlängen stehen. Jedenfalls sieht man aber aus dem Vorhergehenden zur Genüge, daß man aus derartigen Messungen während der Sonnenfinsternis den Intensitätsabfall auf der Sonnenscheibe selbst, besonders in den kürzeren Wellenlängen, nur mit sehr geringer Sicherheit berechnen kann; dagegen lassen sich aus ihnen sehr wohl Schlüsse auf den Zustand der Atmosphäre ziehen, die für gleichzeitige meteorologische oder luftelektrische Messungen von Bedeutung sein können.

Tabelle I.

443		514		651	
M.Z.Potsdam	log I	M.Z.P.	log I	M.Z.P.	log I
$23^h\,54^m{,}4$	1,144	$23^h\,52^m{,}4$	0,898	$23^h\,51^m{,}4$	0,425
0 0,4	1,256	58 ,9	0,975	57 ,4	0,467
4,9	1,205	0 3 ,4	0,903	0 1 ,9	0,487
9,9	1,205	8 ,4	0,927	6 ,9	0,472
14,9	1,219	13 ,4	0,966	11 ,9	0,420
19,3	1,170	18 ,3	0,896	16 ,9	0,371
24,8	1,194	23 ,3	0,754	22 ,4	0,346
29,3	1,245	27 ,3	0,799	26 ,3	0,306
34,8	1,182	33 ,8	0,810	32 ,8	0,272
42,8	1,109	41 ,3	0,755	38 ,3	0,182
46,8	1,090	45 ,3	0,701	43 ,8	0,149
51,3	1,080	50 ,3	0,667	49 ,3	0,063
55,8	0,868	54 ,8	0,553	52 ,8	0,073
1 1,2	0,826	1 0 ,2	0,441	58 ,7	9,918
6,7	0,619	5 ,2	0,277	1 2 ,7	9,850
11,7	0,378	10 ,2	0,085	8 ,2	9,611
15,2	0,189	13 ,7	9,906	12 ,7	9,458
20,7	9,891	19 ,7	9,542	18 ,2	9,019

Tabelle II.

M. Z. Potsdam	δ	log P	log Q	log I_{443}	log I_{514}	log I_{651}
$23^h\,50^m$	2,2378	0,4971	0,1961	2,0000	2,0000	2,0000
0 0	1,9894	0,4970	0,1959	1,9999	1,9999	1,9999
10	1,7411	0,4727	0,1557	1,9840	1,9832	1,9809
20	1,4933	0,4280	0,1017	1,9441	1,9429	1,9393
30	1,2458	0,3654	0,0485	1,8767	1,8759	1,8736
40	0,9983	0,2811	9,9961	1,7750	1,7758	1,7782
50	0,7511	0,1662	9,9337	1,6266	1,6307	1,6424
55	0,6279	0,0916	9,9012	1,5221	1,5288	1,5479
1 0	0,5048	9,9995	9,8349	1,4048	1,4148	1,4427
5	0,3827	9,8812	9,7540	1,2479	1,2625	1,3023
10	0,2628	9,7194	9,6311	1,0389	1,0596	1,1146
12	0,2162	9,6350	9,5621	0,9372	0,9564	1,0187
14	0,1716	9,5350	9,4770	0,8098	0,8368	0,9068
16	0,1308	9,4173	9,3730	0,6690	0,6995	0,7775
18	0,0987	9,2952	9,2617	0,5271	0,5607	0,6457
19	0,0890	9,2503	9,2200	0,4762	0,5107	0,5979
20	0,0858	9,2344	9,2053	0,4581	0,4930	0,5809

(Eingegangen 28. Juni 1912.)

Über den Einfluß der Atmosphäre auf funkentelegraphische Sender und Empfänger.

Von A. Esau.

I. Die Dämpfung.

Die großen Schwankungen in der Energieübertragung funkentelegraphischer Stationen, in erster Linie der große Unterschied zwischen Tag und Nacht, welcher der Praxis seit langem

bekannt ist, lassen eine zweifache Erklärungsmöglichkeit zu.

Erstens könnten sie hervorgerufen werden durch Schwankungen der Energie im Sendesystem, die bei konstant gehaltener Primärenergie als Folgeerscheinung wechselnder Werte der Senderdämpfung eintreten würden.

Um aber hiernach die starken Änderungen der Reichweiten vollkommen zu erklären, müßten die Energieschwankungen sehr groß sein und dann wären sie den Stationen sicherlich nicht entgangen.

Als zweite Ursache muß man ansehen die verschieden starke Ionisation der Luft und die dadurch hervorgerufene Absorption der elektrischen Wellen. Die letzte Ansicht, die ja zweifellos die Erscheinungen am besten und ausreichendsten erklärt, gewann in dem Augenblick sehr an Boden, als durch eine Untersuchung von H. Mosler[1]) festgestellt wurde, daß die Dämpfung des Senders sich nicht ändert und bei Tag und Nacht den gleichen Wert besitzt.

Die benutzte Meßanordnung scheint indessen nicht empfindlich genug gewesen zu sein, um Dämpfungsänderungen feststellen zu können (s. S. 728), worauf am Schlusse der Untersuchung noch näher eingegangen wird.

Gelegentliche Beobachtungen, die von verschiedenen Seiten und an verschiedenen Stationen in großer Zahl vorliegen, sprechen doch dafür, daß Dämpfungsänderungen am Sender vorkommen, die vielfach sehr plötzlich und zu Zeiten erfolgen können, wo Niederschläge ausgeschlossen und auch nicht in kürzerer Zeit zu erwarten waren. Es schien deshalb wichtig und aussichtsvoll, die Frage nach der Beeinflussung der Senderdämpfung durch die wechselnden Zustände der Atmosphäre nochmals mit empfindlicheren Meßanordnungen zu wiederholen.

Dabei konnte man von vornherein erwarten, daß nur ein großes Beobachtungsmaterial, über einen großen Zeitraum gesammelt, Aufschluß zu geben vermochte über die Größe des Einflusses und seine Abhängigkeit von der Atmosphäre.

Das vorliegende Beobachtungsmaterial setzt sich zusammen aus einigen Tausend Dämpfungswerten, die während der Zeitdauer eines Jahres stündlich aufgenommen worden sind und einer Reihe anderer Werte, die gelegentlich und teilweise auch von anderen Beobachtern herrühren.

Ein Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung läßt sich aus ihm sehr deutlich entnehmen, allerdings unter normalen Verhältnissen, wo Niederschläge usw. ausgeschlossen waren, nicht von einer Größenordnung, die hinreichend wäre, die Reichweitenänderungen ohne Zuhilfenahme der Absorption zu erklären.

Immerhin aber bedeutend genug, um Einflüsse von dieser Richtung her als eine, wenn auch der Absorption an Bedeutung unterlegene Ursache für Reichweitenänderungen anzusehen.

Als Hauptursache wird demnach die verschiedene Absorption der Wellen zu verschiedenen Zeiten bestehen bleiben.

Die Resultate der Untersuchung sollen nun im folgenden mitgeteilt und diskutiert werden.

Versuchsanordnung.

Die Untersuchung wurde ausgeführt an einem Luftleitergebilde, das bestand aus einem 30 m langen, horizontal ausgespannten Draht, von dessen einem Ende ein gleichlanger Vertikaldraht zu dem einen Ende der Verlängerungsspulen führte. Ihr anderes Ende war verbunden mit dem Gegengewicht, das gleichfalls aus einem 60 m langen, einmal rechtwinklig umgebogenen Draht bestand.

An Stelle des letzteren konnte auch eine Reihe von Drahtnetzen benutzt werden, die in die Erde versenkt waren.

Mit diesem System war einmal der Flaschenkreis induktiv gekoppelt, und ferner der Meßkreis in der üblichen Gestalt mit Thermoelement und Galvanometer.

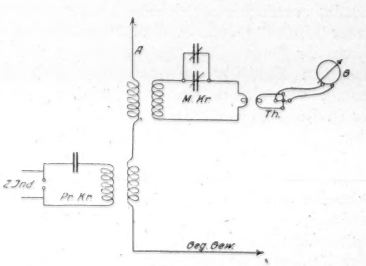


Fig. 1.

Die Beobachtungen wurden derart angestellt, daß über den Zeitraum eines Jahres hinaus stündlich die Dämpfung des Luftleiters gemessen wurde, was mit einem Fehler von 2—3 Proz. geschehen konnte.

Es bot sich so die Gelegenheit, die mannigfaltigsten Zustände der Atmosphäre in ihrem Einfluß auf die Dämpfung zu untersuchen, wie Sommer und Winter, Reif, Regen, Schnee, Nebel usw. Im Gegensatz hierzu beobachtete

1) Mosler, E.T.Z. 1909, S. 301.

Herr Mosler nur an sogenannten guten Tagen, an denen Niederschläge nicht zu erwarten waren.

1. Reif.

Der Einfluß eines Rauhreifbeschlages auf den Luftleiter, wie er verschiedentlich während des Winters beobachtet werden konnte, ergab eine außerordentlich hohe Dämpfung, die, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, um 80 Proz. größer war wie die normale.

Zeit	δ	Bemerkungen
9,00 Vorm.	0,0270	Antenne vollkommen bereift.
10,00 „	0,0257	
11,30 „	0,0208	Reif allmählich abtauend.
12,30 Nachm.	0,0170	
2,00 „	0,0150	Antenne frei von Reif.

Die Dämpfung nähert sich ihrem normalen Wert ($\delta = 0{,}015$) um so mehr, je weiter die Antenne reiffrei wird.

Noch viel größere Werte erreichte die Dämpfung in dem Falle, wo der ganze Luftleiterdraht von einem Eismantel umgeben war (bis zu 200 Proz. über dem normalen Wert), wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht.

Zeit	δ
9,00 Vorm.	0,050
10,00 „	0,040
11,00 „	0,035
12,00 „	0,030
1,00 Nachm.	0,028
3,00 „	0,023
4,00 „	0,018

Auch hier nimmt wieder beim Verschwinden der Eisschicht die Dämpfung bis zu ihrem Normalwert ab.

2. Regen.

Zeit	δ	Bemerkungen
9,00 Vorm.	0,0165	Bedeckter Himmel.
10,30 „	0,0175	Vereinzelte Regentropfen.
11,30 „	0,0215	
12,45 Nachm.	0,0257	Stärker werdender Regen.
3,00 „	0,0313	
4,15 „	0,0300	
5,30 „	0,0248	Regen aufhörend.
8,00 „	0,0240	
9,15 „	0,0318	Starker Regen.
10,15 „	0,0280	Regen aufhörend.

Aus der Tabelle geht hervor, daß Regen eine Vergrößerung der Antennendämpfung zur Folge hat, und daß diese außerordentlich empfindlich ist. Ganz vereinzelte Tropfen genügen schon, wie die Beobachtung um 10,30 h zeigt, um eine Dämpfungszunahme hervorzurufen.

Das gleiche gilt für an Stärke abnehmenden oder aufhörenden Regen (s. Beob. um 5,30 nachm.).

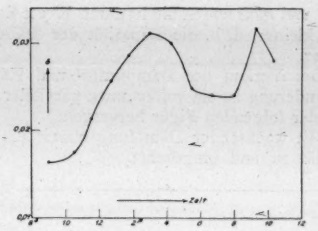


Fig. 2.

3. Schnee.

Zeit	δ	Bemerkungen
9,00 Vorm.	0,0313	Starkes Schneetreiben.
10,00 „	0,0300	
11,00 „	0,0257	Nachlassend.
12,00 „	0,0281	
1,00 Nachm.	0,0276	Schneetreiben an Stärke wechselnd.
2,30 „	0,0266	
3,30 „	0,0252	
4,30 „	0,0240	Schneetreiben allmählich gänzlich
5,45 „	0,0203	aufhörend.
6,45 „	0,0203	

Auch bei Schneefall wird die Dämpfung des Luftleiters größer.

Die prozentuale Zunahme hängt auch hier wie beim Regen ab von der Stärke des Niederschlages. Sie ergab sich ferner größer bei feuchtem Schnee, als bei feinkörnigem, trockenem.

Änderung der Kapazität des Luftleitergebildes.

Unter dem Einfluß von Reif, Regen und Schnee ändert sich, wie wir vorhin gesehen haben, die Dämpfung der Antenne. Im folgenden soll gezeigt werden, daß sich außerdem noch die Kapazität ändert, und zwar wird sie vergrößert.

Für die obigen Fälle ergab sich eine prozentuale Zunahme der Kapazität bei

bereifter Antenne	von 1	Proz.,
mit Eis bedeckter Antenne	„ 2	„
Regen	„ 2	„
Schnee	„ 1,2	„

Schon Hr. Slaby[1]) konnte beobachten, daß bei Eichungen der Multiplikationsmaßstäbe die Witterungsverhältnisse nicht ohne Einfluß zu sein scheinen. Zwei Eichungen, von denen die eine bei feuchtem, nebligem Wetter, die andere bei klarem Frostwetter vorgenommen worden waren, differierten um mehrere Pro-

1) Slaby, E.T.Z. 1904, S. 712.

zent, und zwar waren die letzteren Werte durchweg kleiner, d. h. die Kapazität der Stäbe geringer.

Der Verlauf der Dämpfungs- und Kapazitätsänderung ist ein vollkommen paralleler, wie aus der folgenden Figur hervorgeht.

Mit wachsender Dämpfung nimmt die Kapazität zu und umgekehrt.

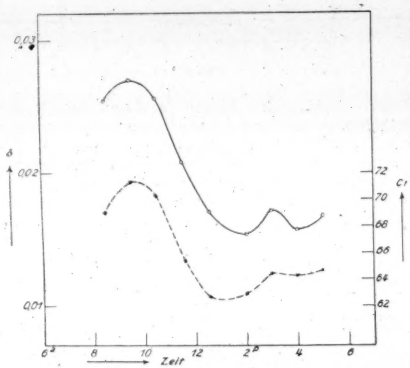


Fig. 3.

Als Abszissen sind aufgetragen die Beobachtungszeiten, als Ordinaten links die Dämpfungswerte, rechts die Stellungen des Meßkreiskondensators. Die ausgezogene Kurve zeigt den Verlauf der Dämpfung, die gestrichelte den der Kapazität.

Bei einem Empfangsluftleiter ist schon von Hrn. Görnemann[1]) eine Vergrößerung der Kapazität infolge Rauhreifbeschlages beobachtet worden.

Einfluß der Isolation auf die Dämpfung des Senders.

Das Anwachsen der Dämpfung bei Regen oder Schnee konnte möglicherweise seinen Grund haben in einer dadurch hervorgerufenen Verschlechterung der Isolation des Antennendrahtes gegen Erde, was bei den vorhandenen hohen Spannungen von vornherein plausibel erscheint.

Die kritischen Punkte, die eine besonders sorgfältige Isolation erforderlich machen, liegen naturgemäß am Ende des Luft- bzw. Gegengewichtsdrahtes, da hier die Spannung ihre Maximalwerte erreicht. Es bedurfte infolgedessen einer genauen Untersuchung eines etwaigen Einflusses derselben, deren Resultate im folgenden mitgeteilt werden sollen.

1) Görnemann, Diss. S. 17. Halle 1910.

Da der Einfluß der Isolation um so mehr hervortreten wird, je höher die Spannung auf der Antenne ist, so wurde die Versuchsanordnung dementsprechend gewählt, d. h. die Antenne, deren Eigenwelle bei etwa 250 m lag, wurde verlängert bis auf 860 m, und außerdem die Spannung im Primärkreis durch Verwendung großer Funkenlängen erhöht.

Nachdem bei trockenem Wetter die Dämpfung der Antenne gemessen worden war, wurde durch ein Bündel von 40—50 Wollfäden, die mit Wasser getränkt waren, das Ende des Gegengewichtsdrahtes mit der Erde verbunden und dadurch die Isolation künstlich verschlechtert.

Die gemessenen Dämpfungswerte mit und ohne diese Erdverbindung, die zu wiederholten Malen und an verschiedenen Tagen bestimmt wurden, finden sich in der folgenden Tabelle.

δ	
ohne	mit
0,0251	0,0252
0,0201	0,0200
0,0270	0,0273
0,0297	0,0301
0,0285	0,0286

Es geht hieraus hervor, daß durch die nasse Schnur eine Vergrößerung der Dämpfung nicht eingetreten ist, die die Fehlergrenze übersteigt.

Auch konnte eine Kapazitätsänderung der Antenne nicht beobachtet werden.

Bei einem zweiten Versuch wurden die Wollfäden getränkt mit einer Lösung von Chlorkalzium mittlerer Konzentration.

δ	
ohne	mit
0,0261	0,0263
0,0299	0,0300
0,0243	0,0246

Auch hier tritt noch keine Dämpfungs- und Kapazitätsänderung ein.

Die Konzentration der Lösung wurde nun möglichst groß gemacht und der Versuch wiederholt.

δ	
ohne	mit
0,0262	0,0395
0,0280	0,0426

Erst bei höchster Konzentration trat eine Dämpfungszunahme ein (50 Proz.), gleichzeitig

mit ihr eine Vergrößerung der Antennenkapazität.

Nach Verlauf einer Stunde, wo die Schnur etwas trockener geworden war, ergaben sich die folgenden Werte für δ

ohne	mit
0,0259	0,0295

also eine wesentlich geringere Zunahme der Dämpfung (14 Proz.). Auch die Kapazitätsvermehrung fiel in diesem Falle kleiner aus wie zuvor.

Aus den mitgeteilten Meßresultaten geht hervor, daß die bei Regen, Schnee usw. auftretenden Dämpfungsvermehrungen nicht ihren Grund haben können in einer verschlechterten Isolation der Antenne. Auch nach Verbesserung der vorhandenen Isolation — es wurden anstatt 2 4 und mehr Porzellanisolatoren hintereinander geschaltet — blieben die Dämpfungsänderungen in unverminderter Stärke bestehen, ein Resultat, was schon von Hrn. Güldenpfennig[1]) beim Empfangsluftleiter konstatiert worden war.

4. Nebel.

Im Gegensatz zu Regen und Schnee ruft Nebel keine merkliche Erhöhung der Dämpfung hervor, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht.

δ

Wetter: klar	Wetter: Nebel
0,0274	0,0277
0,0314	0,0314
0,0268	0,0273
0,0256	0,0258

Die Differenzen der beiden Wertereihen liegen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler. Erst bei sehr feuchtem Nebel tritt eine Dämpfungsvermehrung ein, wie sich aus der folgenden Tabelle ergibt.

δ

Wetter: klar	Wetter: feuchter Nebel
0,0295	0,0314
0,0270	0,0302
0,0274	0,0300

Die Zunahme beträgt im Mittel gegen 10 bis 12 Proz.

1) Güldenpfennig, Diss. S. 10. Halle 1911.

5. Unterschied zwischen Winter und Sommer.

Da während eines großen Teiles der Beobachtungszeit von Januar bis Juli die Antennendimensionen, Wellenlänge usw. nicht geändert worden waren, so lassen sich die Dämpfungswerte der Winter- und Sommermonate unmittelbar miteinander vergleichen. Ausgeschieden mußten natürlich diejenigen werden, die beeinflußt waren von Regen, Schnee, Reif und Nebel.

Jahreszeit	Dekrement
Januar . .	0,015—0,017
Februar .	
März . . .	
April . . .	0,020—0,022
Mai	
Juni	0,024—0,026
Juli	

Aus der Tabelle geht deutlich hervor, daß die Sommermonate nicht unerheblich höhere Dämpfungswerte ergeben wie die kälteren Wintermonate (bis zu 60 Proz.).

Luftleiter zeigen also im Winter die geringsten Dämpfungen.

Einfluß der Spannung auf die Dämpfung der Antenne.

Um den Einfluß der Spannung auf die Dämpfung der Antenne festzustellen, wurde diese variiert durch Veränderung der Funkenlängen im Primärkreis, und zwar wurden drei verschiedene benutzt,

2×3 mm (——)
2×5 mm (— —)
2×7 mm (—.—)

Die Dämpfungen wurden unmittelbar nacheinander für diese drei Fälle bestimmt. Aus der folgenden Tabelle ergibt sich, daß mit wachsender Spannung das Dekrement der Antenne wächst.

δ

2×3 mm	2×5 mm	2×7 mm
0,0351	0,0470	0,0479
0,0226	0,0330	0,0351
0,0205	0,0231	0,0235

Der Verlauf der Dämpfung als Funktion der Beobachtungszeit ist in allen drei Fällen ein vollkommen paralleler, wie die nachstehende Fig. 4 zeigt.

Einfluß der Wellenlänge.

Beobachtet wurde bei zwei Wellen $\lambda = 850$ m und $\lambda = 450$ m.

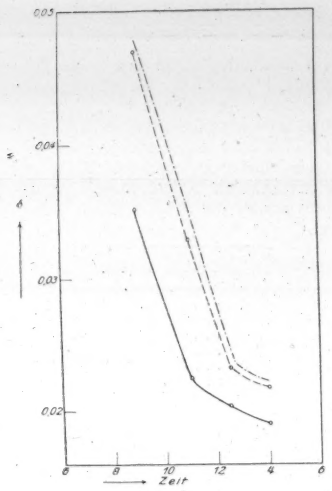


Fig. 4.

Die Dämpfungen bei der kurzen Welle sind entsprechend höher wie bei der langen. Der Verlauf der Kurven ist in beiden Fällen der gleiche, wie die folgende Tabelle ergibt.

Zeit	δ ($\lambda = 450$ m)	δ ($\lambda = 850$ m)
3^h Nachm.	0,0315	0,0142
4^h „	0,0306	0,0139
5^h „	0,0345	0,0143
6^h „	0,0364	0,0150

Eine Abhängigkeit der Amplituden der Dämpfungskurven von der Wellenlänge ließ sich nicht feststellen; mehrtägige Beobachtungen ergaben vielmehr, daß die relative Höhe der Maxima bald bei der kurzen, bald bei der langen Welle größere Werte lieferte.

II. Periodische Änderungen der Dämpfung der Antenne.

Außer diesen plötzlichen Änderungen der Dämpfung, die recht beträchtliche Größen erreichen können, wie aus dem Vorhergehenden ersichtlich ist, tritt noch eine zweite Art auf von ganz anderem Charakter.

Sie unterscheiden sich von den ersteren einmal dadurch, daß sie mit außerordentlicher Regelmäßigkeit erfolgen, und weiter, daß die Dämpfungsänderungen bei weitem geringer sind im Mittel, etwa 10—20 Proz. Aus der großen Anzahl der Tageskurven (etwa 300) sollen nur die charakteristischen angeführt werden. Die folgende Tabelle zeigt zunächst den Verlauf der Dämpfung für einen Tag im Januar.

Zeit	δ
8,30 Vorm.	0,0194
9,30 „	0,0196
11,15 „	0,0210
12,30 Nachm.	0,0205
2,30 „	0,0200
3,30 „	0,0194
5,00 „	0,0190
8,00 „	0,0196
9,00 „	0,0175
10,00 „	0,0172
11,00 „	0,0173

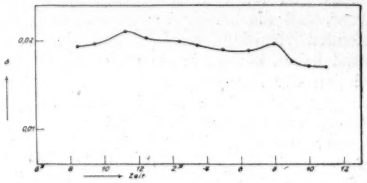


Fig. 5.

Aus der Tabelle geht hervor, daß Maxima der Dämpfung eintreten in der Zeit von 11 bis 12 Uhr mittags und um 7—8 Uhr nachmittags. Die Maxima selbst sind bei diesem „Wintertyp" nicht sonderlich stark ausgeprägt. Ihre Höhe wechselt von Tag zu Tag. Auch kommt es gelegentlich wohl vor, daß die Maxima etwas früher oder später eintreten, wie zur vorhin angegebenen Zeit. Indessen sind solche Fälle sehr vereinzelt und man kann im großen und ganzen sagen, daß die Regelmäßigkeit des Eintretens und Aufhörens eine recht große ist.

Während der Gang der Dämpfung während der Wintermonate ein sehr ruhiger zu nennen ist, zeigt der Sommertypus ein viel lebhafteres Gepräge.

Einmal sind die Amplituden der Maxima viel größer und außerdem verläuft die Kurve weniger glatt.

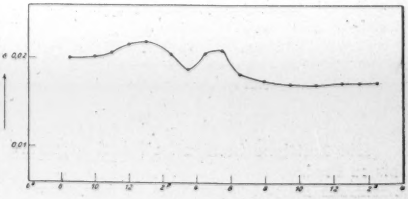


Fig. 6.

Ein Beispiel für den „Sommertyp" gibt die folgende Tabelle.

Zeit	δ
8,30 Vorm.	0,0200
10,00 „	0,0201
11,00 „	0,0205
12,00 „	0,0215
2,30 Nachm.	0,0204
3,30 „	0,0186
4,30 „	0,0205
5,30 „	0,0208
6,30 „	0,0182
9,30 „	0,0172
11,00 „	0,0172
11,30 „	0,0168
12,30 Vorm.	0,0172
1,30 „	0,0172
2,30 „	0,0173

Hieraus ergibt sich ebenfalls ein Maximum um Mittag herum, ein zweites in der Zeit von 5—6 Uhr nachmittags und ein drittes, sehr schwach ausgeprägtes um Mitternacht.

Das Nachmittagsmaximum rückt mehr und mehr an das Mittagsmaximum heran, je mehr man sich dem Sommer nähert.

Was das Verhältnis der Amplituden von Winter- und Sommertyp betrifft, so ergibt sich durchschnittlich das Verhältnis 1 : 2—3.

Der Sommertyp zeigt häufig eine besondere Eigentümlichkeit, die beim Wintertyp nur außerordentlich selten vorkommt, nämlich eine Art Doppelmaximum, d. h. jedes Maximum besteht aus zwei Teilen, die durch eine Einsenkung voneinander getrennt sind.

(Auf diese Erscheinung soll im Teil II noch näher eingegangen werden.)

Beiden Typen gemeinsam sind die niedrigen Dämpfungswerte in der Nacht, gegenüber den höchsten am Tage, etwa 8—10 Proz. durchschnittlich.

(Der Unterschied zwischen den höchsten Tages- und den tiefsten Nachtwerten beträgt im Durchschnitt 20—30 Proz.)

Diese größeren Dämpfungen am Tage konnte auch Hr. Schwarzhaupt[1]) an Stationen in den Tropen sehr häufig beobachten. Er gibt Unterschiede bis zu 30 Proz. an, was gut übereinstimmt mit der Größenordnung der in den mitgeteilten Meßreihen vorkommenden.

Ein Einfluß der Wellenlänge auf die Höhe der Amplituden konnte nicht festgestellt werden.

Erde an Stelle des Gegengewichts.

Die folgende Tabelle enthält noch Beobachtungen an einem Schwingungssystem, bei dem der Gegengewichtsdraht ersetzt wurde durch die auf S. 722 näher beschriebene „Erde".

1) Schwarzhaupt, E.T.Z. 1911, S. 1313.

Zeit	Dämpfung
8,15 Vorm.	0,124
9,15 „	0,122
10,30 „	0,119
11,30 „	0,127
2,00 Nachm.	0,128
3,15 „	0,125
4,30 „	0,128
5,30 „	0,125
7,00 „	0,121

Auch hier treten wieder die beiden Maxima auf zu den dem Sommertyp eigentümlichen Zeiten.

Ganz allgemein kann man sagen, daß der Gang der Dämpfung unabhängig ist von der Wellenlänge, von der Anordnung des Systems, d. h. ob mit Gegengewicht oder Erde, und endlich von der Form der Antennen, wie sogleich noch an einer Meßreihe gezeigt werden soll, die von Hr. Kaiser[1]) gelegentlich einer anderen Untersuchung aufgenommen worden ist.

In seinem Fall bestand der Luftleiter aus einer vertikal aufgehängten Harfe von zehn Drähten (Länge ca. 30 m, Abstand der einzelnen Drähte voneinander ca. 1 m), das Gegengewicht von derselben Form, nur horizontal ausgespannt.

Zeit	Dämpfung	Zeit	Dämpfung
11,00 Vorm.	0,053	9,30 Vorm.	0,058
12,00 „	0,060	11,00 „	0,058
1,30 Nachm.	0,057	12,00 „	0,062
2,30 „	0,057	1,30 Nachm.	0,056
3,30 „	0,055	2,30 „	0,059
		4,00 „	0,058

Da die Beobachtungen nicht über den ganzen Tag fortgesetzt worden sind, ergibt sich nur das Mittagsmaximum, das auch hier, wie aus der rechtsstehenden Tabelle ersichtlich, gespalten sein kann.

Ältere Beobachtungen über Dämpfungsänderungen von Luftleitern.

In einer Reihe älterer Versuche über Sende- und Empfangssysteme finden sich gelegentlich Hinweise darauf, daß die Dämpfung sich oftmals beträchtlich ändert, was der wechselnden Beschaffenheit der Atmosphäre zugeschrieben wurde.

So beobachtete Herr K. E. F. Schmidt[2]), daß die Dämpfung der Antenne innerhalb einer halben Stunde von dem Werte $\delta = 0{,}164$ sank bis auf $\delta = 0{,}142$. Es herrschte drückende Schwüle und starke Neigung zu Gewitter-

1) Kaiser, Diss. Halle 1909.
2) Diese Zeitschr. **8**, 617—624, 1907.

bildung, als plötzlich durch einsetzenden Wind eine starke Abkühlung eintrat.

Auch bei Hrn. Heinecke[1]) finden sich Angaben darüber, daß die Dämpfungswerte der Empfangsantenne an manchen Tagen starken Schwankungen unterworfen sind (5 Proz. und mehr). Über systematische und über einen längeren Zeitraum sich erstreckende Beobachtungen, über die Abhängigkeit der Empfängerdämpfung von atmosphärischen Einflüssen wird von anderer Seite in einer demnächst erscheinenden Hallenser Dissertation näheres berichtet werden.

In den Jahren 1908/09 ist von Hrn. Mosler[2]) eine eingehende Untersuchung über denselben Gegenstand durchgeführt worden zum Zwecke, einen Einfluß der Sonnenbestrahlung auf die Dämpfung des Luftleiters festzustellen.

Da die an verschiedenen Tages- und Jahreszeiten gemessenen Dämpfungswerte keinerlei Abweichungen voneinander zeigen, so kommt Hr. Mosler zu dem Schluß, daß ein Einfluß nicht vorhanden ist, daß also die Dämpfung des Senders bei Tag und Nacht den gleichen Wert hat.

Von der Marconischaltung ausgehend, die ein Dekrement von $\delta = 0{,}72$ für den Sender ergab, ging er über zur Braunschen Anordnung, wobei $\delta = 0{,}45$ wurde.

Die dritte Anordnung benutzt die Wiensche Stoßerregung mit Zwischenkreis, $\delta = 0{,}15$.

Der negative Erfolg dieser Untersuchung scheint auf drei Ursachen zurückführbar zu sein:

1. werden die verhältnismäßig kleinen Dämpfungsänderungen sich bei den ungewöhnlich hohen Grunddämpfungen (0,15—0,72) nicht bemerkbar machen können;
2. scheinen die Fehlergrenzen der Dämpfungsmessung von der Größenordnung der Änderungen selbst gewesen zu sein, infolge Verwendung von Wattmetern mit großem Energieverbrauch als Indikatoren;
3. geht aus der Unsymmetrie der sämtlichen mitgeteilten Resonanzkurven hervor, daß die Kopplungsverhältnisse nicht vollkommen rein gewesen zu sein scheinen. Die Sehnen in der Mitte der Ordinate der Resonanzlage links und rechts von dieser verhalten sich durchschnittlich wie 1 : 1,4.

Beobachtungen aus demselben Jahre von Hrn. M. Wien an einer Antenne der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin, die mir von ihm freundlichst zur Verfügung gestellt worden sind, wofür ich auch an dieser Stelle danken möchte, haben sehr deutliche Dämpfungsänderungen ergeben.

Z. B. sank die Dämpfung an einem Tage von 0,110 auf 0,100, ein andermal von 0,151 auf 0,100.

Im Anschluß an die Resultate von Hrn. Mosler hat dann Hr. Güldenpfennig[1]) die Dämpfungsänderungen am Empfangsluftleiter messend verfolgt. Auch er kommt zu dem Resultat, daß die Dämpfung bei Tag und Nacht keine Unterschiede aufweist. Bei genauerer Betrachtung der von ihm mitgeteilten Dekremente (s. Tabelle) erkennt man auch hier deutlich die Änderungen der Dämpfung:

Zeit	δ
2,00 Nachm.	0,075
3,00 „	0,079
4,30 „	0,073
6,00 „	0,076
8,00 „	0,077
8,30 „	0,084
10,00 „	0,078

usw.

Die angeführten Werte enthalten aber noch, wie mir Hr. Güldenpfennig mündlich mitgeteilt hat, das Dekrement des Meßkreises, das unter den angegebenen Versuchsverhältnissen mit 0,02—0,025 im Minimum angenommen werden muß. Nach Abzug dieser Größe zeigen die obigen Werte der Tabelle viel größere Schwankungen bis etwa 10 Proz., Schwankungen, die außerhalb der Fehlergrenzen liegen.

Nach all diesem ergibt sich, daß diese Versuche nur scheinbar dasselbe Resultat ergeben, wie die des Hrn. Mosler, in Wirklichkeit aber mit den Resultaten unserer Untersuchung und den Beobachtungen älteren Datums gute Übereinstimmung zeigen.

Zusammenfassung:

Durch Dämpfungsmessungen an Luftleitern wird nachgewiesen, daß ihre Dämpfung sich unter dem Einfluß der Atmosphäre ändert.

In ihrer Wirkung auf die Dämpfung lassen sich die atmosphärischen Einflüsse in 2 Gruppen teilen:

1. gröbere, wie Regen, Schnee und Reif, die zu den stärksten Änderungen Anlaß geben, bis zu 200 Proz.;
2. solche, die mit großer Regelmäßigkeit erfolgen, an Intensität aber den vorigen bedeutend unterlegen sind, bis zu 20 Proz.

Bei den letzteren lassen sich im Gang der täglichen Dämpfung zwei Typen unterscheiden,

1) Heinecke, Diss. Halle 1909.
2) Mosler, E.T.Z. 1909, S. 301.

1) Güldenpfennig, Diss. Halle 1911.

die als Sommer- und Wintertyp bezeichnet worden sind.

Sie unterscheiden sich durch die Höhe der Maxima und durch den mehr oder weniger ruhigen Gang (Winter, Sommer). Die Dämpfungen während der Nacht sind kleiner wie die bei Tage.

Ihr Verlauf ist unabhängig von der Wellenlänge und auch davon, ob man ein System mit Gegenwicht oder mit Erde benutzt.

Halle a. S., Phys. Versuchsstation 1912.

(Eingegangen 13. Juni 1912.)

Über die Absorption der ultravioletten Strahlung im Ozon und ihre Verwendung zur Bestimmung geringer Ozonkonzentration.

Von F. Krüger und M. Moeller.

Die außerordentlich starke Absorption des Ozons im Ultraviolett zwischen 200—300 $\mu\mu$ läßt sich zu photometrischen quantitativen Ozonbestimmungen verwenden, wie dies von Herrn Hallwachs[1]), später auch von Hrn. H. v. Wartenberg[2]) versucht ist. Beide haben die Werte der Absorptionskoeffizienten zugrunde gelegt, die von E. Meyer[3]) zuerst als Funktion der Wellenlänge gemessen wurden. In den nachfolgend beschriebenen Versuchen, welche die Ausarbeitung dieser Ozonbestimmungsmethode und die Festlegung ihrer Genauigkeitsgrenze bezweckte, haben wir für die ultravioletten Quecksilberlinien die Absorptionskoeffizienten neu bestimmt, wobei sich zeigte, daß das von Herrn E. Meyer gefundene Absorptionsmaximum in dem angegebenen Wellenlängenbereiche liegt, daß aber die Koeffizienten selbst von den von Herrn E. Meyer gefundenen Werten stark abweichen. Diese Abweichungen liegen in dem Sinne, daß nach unseren Messungen das Maximum sehr viel höher und steiler ist.

In dem Absorptionsgebiet des Ozons zwischen den Wellenlängen 200—300 $\mu\mu$ kommt die Absorption des Sauerstoffs wie die der übrigen Gase der Atmosphäre nicht mehr in Betracht[4]). Mißt man daher die Größe dieser Absorption des Ozons photoelektrisch, indem man die Lichtintensität für eine bestimmte Wellenlänge erst mit, dann ohne Ozon im Strahlengange bestimmt, so kann man, wenn der Prozentgehalt des untersuchten Gases bekannt ist, den Absorptionskoeffizienten für diese Wellenlänge nach der Biotschen Gleichung berechnen und umgekehrt. Voraussetzung der Messung ist natürlich Proportionalität zwischen Lichtintensität und photoelektrischem Strom, was für die benutzten Alkalizellen zutrifft, sofern sie auf ein nicht zu hohes Potential aufgeladen sind.

Die Versuchsanordnung war die bekannte, in Fig. 1[1]) wiedergegebene. Das Licht einer Quecksilberlampe H wurde durch ein Quarzprisma spektral zerlegt und durch einen Spalt, hinter dem sich die photoelektrische Zelle befand, eine bestimmte Spektrallinie des ultravioletten Gebietes heraus geblendet. Der erzeugte photoelektrische Strom wurde mit Hilfe eines Quadrantenelektrometers gemessen, dem in bekannter Weise ein großer Widerstand parallel geschaltet war. Die lichtempfindliche Elektrode A war durch eine kleine Batterie auf ein Potential von —300 Volt aufgeladen, deren anderer Pol geerdet war. Die beiden Quadrantenpaare des Dolezalekelektrometers waren mit den Endpolen des Widerstands verbunden und konnten durch eine Wippe abwechselnd geerdet und aufgeladen werden. Die Quecksilberquarzlampe von Heraeus (220 Volt, 3—4 Amp.) brannte vertikal in einem Blechkasten. Ihr Licht fiel durch einen Spalt von ca. 1,5 mm Breite und ein Rohr auf eine Quarzkollimatorlinse, die es parallel auf ein Quarzprisma (60°, optische Achse $\perp$ brechende Kante) warf. Das durch das Prisma erzeugte Spektrum wurde durch eine Quarzlinse L von 50 cm Brennweite auf die photoelektrische Zelle Z geworfen, die sich in einer großen, mit Stanniol überzogenen und geerdeten Holzkiste befand. Vor der Öffnung der Kiste O, durch die das Licht hineinfiel, befand sich ein Barium-Platincyanürblatt mit einem Spalt, der so bemessen war, daß er von dem Bilde einer Linie ausgefüllt wurde. Die Linse war an dem einen Ende einer etwa 40 cm langen, innen geschwärzten und fest gelagerten Metallröhre M befestigt, deren anderes Ende möglichst dicht an die Kiste stieß. In der Mitte war diese Röhre an der oberen Seite zur Hälfte ausgespart und mit Lagern versehen, um ein zylindrisches Glasrohr von 16,27 cm Länge und ca. 3 cm Durchmesser, das mit Gas-Zu- und -Ableitungsrohr versehen war und an seinen Enden durch zwei planparallele Quarzplatten verschlossen wurde, aufzunehmen. Als Kitt zur Befestigung der Quarzplatten diente Wasserglas, das zwar den Quarz nicht unerheblich angreift, aber im Gegensatz zu organischen Kitten vom Ozon nicht angegriffen wird. In das Metallrohr konnten verschieden große Blenden zur Ver-

1) Hallwachs, Ann. d. Phys. **30**, 602, 1909.
2) H. v. Wartenberg, diese Zeitschr. **11**, 1168, 1910.
3) E. Meyer, Ann. d. Phys. **12**, 849, 1903.
4) Kreusler, Ann. d. Phys. **6**, 412, 1901.

1) Die Figuren sind mit freundlicher Bewilligung der Verlagsbuchhandlung von Wilhelm Knapp in Halle der „Festschrift: Walter Nernst zu seinem 25jährigen Doktorjubiläum gewidmet von seinen Schülern" entnommen.

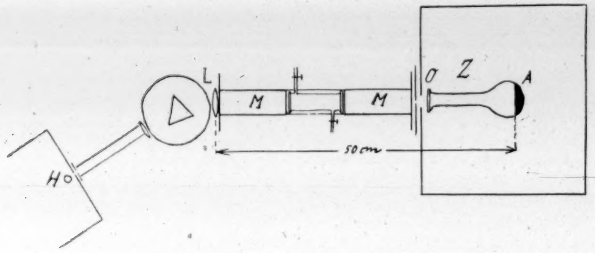


Fig. 1.

änderung der Intensität des Lichts eingeschoben werden. Das Rohr wurde durch einen Deckel verschlossen; so konnte das Rohr, ähnlich wie bei einem Zucker-Polarisationsapparate, immer in die gleiche Stellung zum Strahlengang gebracht werden. Das Prisma stand gewöhnlich in der Minimumstellung für $\lambda = 254\ \mu\mu$. Sollte auf eine andere Wellenlänge eingestellt werden, so geschah dies durch Drehen des Kollimatorrohrs und des Prismas samt Lampe. Die Bestimmung der Wellenlänge der zu untersuchenden Spektrallinie geschah in bequemer Weise durch Photographieren des Spektrums und Vergleich mit der von Hallwachs[1]) veröffentlichten Tabelle. Als photoelektrische Zelle benutzten wir eine Kaliumzelle bekannter Form[2]). Sie besaß metallisches Kalium als lichtempfindliche Elektrode, und war mit einem langen Stutzen und aufgekitteter Quarzplatte versehen, die Kaliumoberfläche unter einem Winkel von etwa 45° zum Strahlengang geneigt. Sie enthielt Wasserstoff von einem Druck von ca. 0,3 mm und besaß eine außerordentlich hohe Empfindlichkeit.

Als Widerstand diente ein Flüssigkeitswiderstand, der in seiner ursprünglichen Form, wie er von E. Bose im hiesigen Institut hergestellt war, aus langen, mit magnaninischer Lösung gefüllten, mehrfach gewundenen Glaskapillaren von verschiedener Länge und Durchmesser bestand und platinierte Platinelektroden besaß. Da es sich bald zeigte, daß diese Widerstände für sich leicht eine keineswegs unerhebliche und schwankende elektromotorische Kraft, sei es durch Polarisation oder auch sonst besaßen, so wurden die leicht polarisierbaren Platinelektroden durch die nichtpolarisierbaren und in ihrer elektromotorischen Kraft wohldefinierten Zinkelektroden in gesättigter Zinksulfatlösung mit Zinksulfat als festem Bodenkörper ersetzt, während die Kapillare mit magnaninischer Lösung gefüllt blieb. Der so hergestellte Widerstand erwies sich als durchaus konstant und bewährte sich sehr gut, er ist von der Temperatur so gut wie unabhängig und bietet gegenüber den Bronsonwiderständen sehr große Vorteile[1]). Zelle, Elektrometer und Zuführungsdrähte waren in bekannter Weise durch geerdete Metallbelegungen vor elektrostatischen Störungen geschützt. Alle Isolationen wurden mit Bernstein ausgeführt. Die Empfindlichkeit des Instruments betrug bei 3 m Skalenabstand 3500 Skalenteile pro 1 Volt. Es wurden die ballistischen Ausschläge abgelesen.

Das zu messende Ozon wurde elektrolytisch in einem U-Rohr aus 4n. Schwefelsäure hergestellt und in einem Gasometer aufgefangen, wo es passend verdünnt werden konnte. Alle Verbindungen bestanden in Glasschliffen, welche mit Phosphorsäure gedichtet waren.

An den Gasometer konnte nach Vorschalten einer Waschflasche mit konzentrierter Schwefelsäure entweder die chemische Analysiereinrichtung oder das Absorptionsrohr für die Lichtmessung vermittels Schliffes angesetzt werden. Zur quantitativen Bestimmung des Ozons wurde als genaueste die Jodkaliummethode angewandt. Das aus dem Gasometer durch Druck ausgetriebene Gas wurde durch neutrale Jodkaliumlösung geleitet, und hierauf das Volumen des ozonfreien Sauerstoffs bestimmt; das durch Ozon ausgeschiedene Jod wurde nach Zusatz der berechneten Menge Schwefelsäure mit Thiosulfat titriert. Das Absorptionsgefäß besteht aus einem langen, schräg aufwärts führenden Rohr bekannter Form, an dessen unterem Ende das Gas durch eine kurz nach unten gebogene Glasröhre perlend eintritt, während sich am anderen Bogenende eine kugelförmige Erweiterung und je ein Ansatzrohr zum Einfüllen der Lösung und Ableitung des Gases befindet; wie besondere Versuche zeigten, findet hierbei eine

1) Ann. d. Phys. **30**, 1909.

2) Für die Herstellung derselben sind wir Herrn Dr. Gehlhoff zu Dank verpflichtet.

1) Bei seiner Verwendung stand das Elektrometer absolut ruhig.

vollständige Absorption des hindurchgesandten Ozons statt. Aus diesem Gefäß gelangte das Gas dann in einen umgestülpten Glaskolben mit doppelt durchbohrten Korken, aus denen die dem eintretenden Gasvolumen entsprechende Wassermenge austropfte und in einem Meßzylinder aufgefangen wurde. Die Jodkaliumlösung war normal; in ihr wurden jedesmal mit einer Pipette 20 cm³ in das Absorptionsgefäß gefüllt und vor dem Titrieren mit einer bestimmten Menge (15 cm³ normal Schwefelsäure) angesäuert. Zur Titration benutzten wir $^1/_{100}$-, und für kleinere Konzentrationen $^1/_{1000}$-normal-Thiosulfatlösung, da in letzterem Falle mit der $^1/_{100}$-Normallösung keine genügend genauen Resultate mehr erzielt werden konnten. Als Indikator diente Jodzinkstärkelösung. Der Titer der Lösungen wurde mehrfach kontrolliert; die $^1/_{100}$- und $^1/_{1000}$-Normallösungen waren genau aufeinander eingestellt. Es wurden stets zwei bis drei Bestimmungen hintereinander ausgeführt; die gemessenen Gasvolumina betrugen 200—1000 cm³ je nach Ozongehalt. Das verdünnteste Ozon enthielt 0,003 Proz., hier war die Titration wegen der geringen Menge anzuwendender Titrationsflüssigkeit trotz 1000 ccm hindurchgeschickten Gases nur noch mit einer Genauigkeit von 10 bis 20 Proz. ausführbar. Sonst stimmten die gefundenen Ozonkonzentrationen auch bei großen Verdünnungen in zwei aufeinanderfolgenden Titrationen auf 2—3 Proz. überein.

Die Messungen geschahen in der Weise, daß das Absorptionsrohr durch Ansetzen an die Gasometereinrichtung mit dem zu untersuchenden Gase unter Atmosphärendruck gefüllt und in seine Lager in der Metallröhre eingelegt wurde. Hierauf wurde der Ausschlag des Elektrometers gemessen, kommutiert, wieder abgelesen und dies mehrmals wiederholt, bis die Ausschläge konstant dieselben blieben. Alsdann wurde das Rohr herausgenommen, evakuiert und wieder eingelegt, worauf erneut die Ausschläge des Elektrometers in der angegebenen Weise bestimmt wurden. Zur Kontrolle wurde dann das Rohr nochmals mit dem gleichen Gas gefüllt und abermals die Ausschläge abgelesen. Für die Linie $\lambda = 254$, welche nach den vorliegenden Angaben die größte Lichtabsorption durch Ozon zeigt, wurden zahlreiche Messungen bei verschiedenen Konzentrationen ausgeführt, die in der folgenden Tabelle 1 verzeichnet sind.

In ihr bezeichnen P den Prozentgehalt an Ozon, A den Elektrometerausschlag für das Absorptionsgefäß ohne Ozon, B denselben für das Gefäß mit Ozon, $s = \frac{B}{A}$ den Schwächungsfaktor, p den Druck, t die Temperatur und α

Tabelle 1.

P	A	B	s	p	t	α
0,0683	34,7	0,4	0,0115	763	18	428
0,0604	29,9	0,56	0,0187	762	19	441
0,0320	90,9	11,7	0,129	760	22	431
0,0260	60,9	12,3	0,202	760	18	424
0,0214	49,9	12,8	0,256	760	19	417
0,0112	95,2	46,0	0,483	761	19	440
0,0055	49,70	34,4	0,693	763	18	428
0,0054	95,5	67,2	0,704	760	22	430
0,0034	17,4	13,7	0,787	769	20	470
					Im Mittel:	430

den aus der bekannten Formel errechneten Wert des Extinktionskoeffizienten. Die Übereinstimmung der Werte für den letzteren ist eine sehr befriedigende, wenn man in Erwägung zieht, daß die angewandten Ozonkonzentrationen sehr klein und deshalb immerhin schwer bestimmbar waren. Der aus diesen Messungen sich ergebende Mittelwert weicht von dem von Herrn E. Meyer gefundenen (291) sehr erheblich ab.

Auch für die anderen ultravioletten Linien des Quecksilberspektrums wurden ebenso die Koeffizienten bestimmt und aus 2—3 Messungen der Mittelwert gebildet. Da die Quarzplatten des Absorptionsrohrs nicht genau parallel waren und daher ein wenig prismatisch ablenkten, so konnte leicht diffuses Licht fremder Wellenlängen mit in den Spalt fallen. Auf diese Fehlerquelle wurde besonders sorgfältig geachtet. Die erreichte Genauigkeit dürfte in der Nähe des Maximums etwa 2 Proz. betragen, bei den übrigen Wellenlängen etwa 5—10 Proz. So ergaben sich die in Tab. 2 eingetragenen Werte; sie sind in Fig. 2 graphisch aufgetragen.

Die Meyerschen Werte zeigen in dem ganzen Gebiet Abweichungen, am meisten allerdings in der Nähe des Maximums. Worin

Tabelle 2.

λ	α nach Krüger und Moeller		α nach E. Meyer
240	266 255	Mittel 260	241
248	362 371 360	360	280
254	s. o.	430	290
265	337 342	341	220
270	174 173	174	216
280	112 103 120	112	169
289	64,1 55,0	60	89
300	17,3 18,9 18,3	18	70

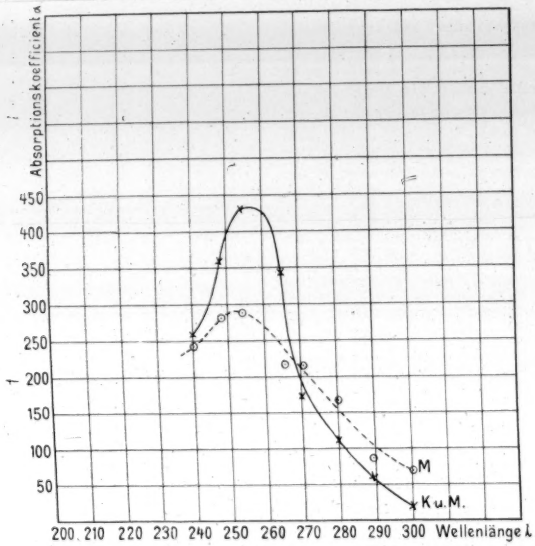


Fig. 2.

diese Abweichungen begründet sind, ist nicht ohne weiteres zu sagen, vielleicht sind sie dadurch hervorgerufen, daß Herr Meyer mit einem Funkenspektrum arbeitete, wobei eine Überlagerung von Licht verschiedener Wellenlängen leichter stattfinden konnte; dies würde zu einer Erniedrigung des Maximums führen. Auch gibt die von Herrn Meyer benutzte Methode der Ozonbestimmung mit arseniger Säure kein sehr genaues Resultat; Fehler hierdurch konnten um so leichter eintreten, als Herr Meyer für jedes Gasgemisch bei seiner Methode immer nur eine Analyse machen konnte.

Nimmt man nun bei $\lambda = 254\ \mu\mu$ den Absorptionskoeffizienten zu 430 an (siehe Tab. 1) und errechnet aus der prozentischen Extinktion umgekehrt den Prozentgehalt des untersuchten Ozons, so erhält man die folgende Tabelle 3, in welcher einerseits der chemische, andererseits der optisch bestimmte Prozentgehalt eingetragen ist.

Tabelle 3.

Prozentgehalt an Ozon bestimmt		Prozentgehalt an Ozon bestimmt	
chemisch	optisch ($\lambda = 254$)	chemisch	optisch ($\lambda = 254$)
0,0683	0,0683	0,0214	0,0236
0,0604	0,0609	0,0112	0,0111
0,0324	0,0316	0,0055	0,0054
0,0260	0,0244	0,0034	0,0037

Die Übereinstimmung ist also auch bei sehr großer Verdünnung noch durchaus befriedigend. Die untere Grenze der Meßmöglichkeit hängt natürlich von der Dicke der absorbierenden Schicht ab und lag bei der von uns gewählten etwa bei 0,0012 Proz., hier versagt die chemische Analyse schon völlig, wofern man nicht sehr beträchtliche Gasmengen zur Verfügung hat. Der Geruchsinn, das empfindlichste Reagens auf Ozon, kann noch $^1/_{500\,000}$ Proz. nachweisen, übertrifft also die optische Methode noch erheblich an Empfindlichkeit.

Bei der Ausführung dieser Untersuchung standen uns Mittel der Jagorstiftung zur Verfügung, wofür auch an dieser Stelle unser besonderer Dank ausgesprochen sei.

Physikalisch-chemisches Laboratorium der Technischen Hochschule Danzig.

(Eingegangen 23. Juni 1912.)

Über den internationalen Radiumstandard.

Von W. Marckwald.

Auf S. 524 des laufenden Jahrganges dieser Zeitschrift haben die Herren O. Hahn, St. Meyer und E. v. Schweidler über die Versammlung der internationalen Radiumstandardkommission in Paris vom 25. bis 28. März d. J. kurz berichtet. Aus diesem Bericht ergibt sich, daß ein von Frau Curie aus „reinstem

wasserfreien Radiumchlorid" hergestelltes Standardpräparat, über dessen Herstellungsweise nichts Näheres mitgeteilt wird, mit solchen Präparaten verglichen wurde, die O. Hönigschmid[1]) durch sehr sorgfältige Fraktionierung einer größeren Menge Radiumchlorids zum Zwecke der Atomgewichtsbestimmung gewonnen hatte. Diese Präparate zeigten eine vorzügliche Übereinstimmung hinsichtlich ihres Strahlungsvermögens mit dem Standardpräparat der Frau Curie und auf Grund dessen wurde beschlossen, auch eines dieser Präparate als Standard festzulegen.

Wenn man sich nun die Frage vorlegt, ob die ausführlich beschriebenen Untersuchungen Hönigschmids, deren Exaktheit gar nicht in Zweifel gezogen werden kann, genügende Gewähr dafür bieten, daß durch sie wirklich ein reines Radiumsalz beschafft wurde, so glaube ich, daß man diese Frage verneinen muß. Im Gegenteil sprechen gewichtige Gründe für die Vermutung, daß dieses Radiumchlorid noch etwa ein Prozent Bariumchlorid enthält, daß also auch der internationale Radiumstandard mit dieser Verunreinigung behaftet ist.

Hönigschmid hat ein Bariumchlorid enthaltendes Radiumchlorid so lange fraktioniert kristallisiert, bis er nachweisen konnte, daß sein Salz auch bei vielfachen Fraktionierungen seine Zusammensetzung nicht mehr änderte. Durch Atomgewichtsbestimmungen, die mit höchster Sorgfalt ausgeführt wurden, wurde in sehr naher Übereinstimmung aus dem Chlorgehalt der verschiedenen Fraktionen der gleiche Atomgewichtswert für Radium, $Ra = 225{,}95$, ermittelt. Auf Grund dieser Ergebnisse hält der Autor diesen Wert für das wahrscheinlichste Atomgewicht des Radiums. Diese Schlußfolgerung ist nun nicht bündig. Ich möchte dies zunächst an einem bekannten Beispiel klar machen. Wenn man ein Äthylalkohol-Wassergemisch mit höchster Sorgfalt fraktioniert destilliert, so bekommt man schließlich als niedrigst siedende Fraktion ein Produkt von völlig konstanter Zusammensetzung. Dieses ist gleichwohl kein reiner Alkohol, sondern enthält etwa vier Prozent Wasser, weil ein solches Alkohol-Wassergemisch ein Maximum der Dampfspannung zeigt. Ähnlichen Beispielen begegnet man bekanntlich häufig. Bei der fraktionierten Kristallisation von isomorphen Salzgemischen liegen die Verhältnisse völlig analog. Auch die Löslichkeit der Mischkristalle kann bei irgendeiner bestimmten Mischung ein Maximum oder Minimum zeigen. Wenn also etwa eine Mischung von 99 Teilen Radiumchlorid mit 1 Teil Bariumchlorid schwerer löslich wäre, als reines Radiumsalz und als jede anders zusammengesetzte Mischung von Radium-Bariumchlorid, so würde das von Hönigschmid angewandte Fraktionierverfahren nur zu einem 99proz. Radiumchlorid führen können.

Bieten also die Hönigschmidschen Untersuchungen keine Gewähr dafür, daß er reines Radiumchlorid in Händen hatte, so gilt das gleiche für alle bisher bekannt gewordenen Untersuchungen, die die Reindarstellung des Radiums betreffen, weil die Methode stets die gleiche war. Recht beachtenswert ist für die Beurteilung dieser Frage, daß Frau Curie im Funkenspektrum auch des reinsten bisher von ihr beschriebenen Radiums Bariumlinien beobachtet hat. Daß diese Linien bei Zusatz von 0,6 Proz. Bariumchlorid bedeutend stärker hervortraten, ist kein Beweis dafür, daß die Verunreinigung des reinsten Salzes von einer geringeren Größenordnung gewesen sein muß, weil bei Funkenspektren Schwellenwerte auftreten können.

Ein gewichtigerer Grund, der gegen die Reinheit des Hönigschmidschen Radiumchlorids spricht, ist der von ihm gefundene Atomgewichtswert. Aus theoretischen Gründen ist zu erwarten, daß das Atomgewicht des Radiums 226,9—227 beträgt. Das ergibt sich aus folgender Überlegung. Es ist zwar experimentell noch nicht nachgewiesen, aber doch nicht wohl mehr zu bezweifeln, daß das Radium F sich in Blei umwandelt[1]). Nun werden bei der Umwandlung des Urans in Radium drei Heliumatome, bei der Umwandlung des letzteren in Blei fünf Heliumatome abgespalten. Mit dieser Theorie stehen die Atomgewichte des Urans und Bleis in genügender Übereinstimmung. Das Atomgewicht des Bleis ist $Pb = 207{,}10$, dasjenige des Urans $U = 238{,}5$, dasjenige des Heliums $He = 3{,}99$; die Fehlergrenze beträgt nicht mehr als einige Einheiten der zuletzt angegebenen Stelle.

Berechnen wir auf Grund des angegebenen Atomgewichts des Bleis und des Heliums das Atomgewicht des Urans, so ergibt sich

$$U = 207{,}10 + 8 \cdot 3{,}99 = 239,$$

1) Mitt. des Inst. für Radiumforschung VIII, Wiener Sitzungsber. 1911.

1) Da ich bereits vor zehn Jahren die Abscheidung des Poloniums aus der Pechblende nach einer sehr einfachen Methode durchgeführt und Verfahren zur Trennung dieses Stoffes von allen bekannten Elementen aufgefunden habe, so würde die Umwandlung dieses Stoffes in Blei längst unschwer nachzuweisen gewesen sein, wenn nur ein Teil desjenigen Materiales, das seitdem in den Nebenprodukten der Radiumfabrikation nutzlos abklingt, für die Prüfung dieser Frage aufgewendet worden wäre.

also noch innerhalb der Fehlergrenze. Nehmen wir an, daß der Wert für Helium um drei Einheiten der letzten Stelle zu erniedrigen ist, so würde sich nach dieser Rechnung $U = 238{,}8$ ergeben. Wenn wir nun in ähnlicher Weise das Atomgewicht des Radiums aus Blei berechnen, so finden wir

$$Ra = 207{,}10 + 5 \cdot 3{,}99 = 227{,}0$$

bzw. $Ra = 207{,}10 + 5 \cdot 3{,}96 = 226{,}9$.

Diese Werte weichen von dem Hönigschmidschen $Ra = 225{,}95$ so stark ab, daß dessen Radiumsalz etwa ein Prozent an Bariumchlorid enthalten würde, wenn die so wohl begründete Theorie zutrifft. Wenn wir aber den Hönigschmidschen Atomgewichtswert mit demjenigen des Bleis und Urans in Verbindung setzen, um daraus das Atomgewicht des Heliums zu berechnen, so gelangen wir zu folgenden Ergebnissen:

$$He = \frac{207{,}10 - 225{,}95}{5} = 3{,}77$$

$$He = \frac{238{,}5 - 225{,}95}{3} = 4{,}14.$$

Beide Werte weichen von dem beobachteten Atomgewichtswerte weit außerhalb der Fehlergrenzen ab.

Es gibt nun ein Mittel, die im vorstehenden erörterte Frage experimentell zu entscheiden. Zu dem Zwecke müßte das Hönigschmidsche Radiumchlorid in ein Salz mit einem anderen Anion umgewandelt und einem analogen Fraktionierverfahren unterworfen werden. Es ist überaus unwahrscheinlich, namentlich, wenn man es vermeidet, ein dem Chlorid nahe verwandtes Salz, wie etwa Bromid, zu verwenden, daß die Löslichkeitsverhältnisse der neuen Radium-Bariummischkristalle denjenigen des Chlorids gerade analog liegen würden. Liegen sie aber anders, so müßte man offenbar nunmehr zu reinem Radiumsalz gelangen können. Da mir die Mittel zur Ausführung derartiger Untersuchungen nicht zur Verfügung stehen, so muß ich mich damit begnügen, auf die noch bestehende Lücke im jetzigen Stand der Frage hinzuweisen.

Nachschrift.

Vorstehende Abhandlung befand sich bereits im Druck, als ich von der Veröffentlichung der Herren R. Whytlaw Gray und Sir W. Ramsay (Proc. Roy. Soc. London, Serie A, **86**, 270, 1912) über das Atomgewicht des Radiums Kenntnis erhielt. Da dort einige der hier erörterten Fragen gestreift werden, so sei nachträglich auf diese Abhandlung hingewiesen.

(Eingegangen 21. Juni 1912.)

BESPRECHUNGEN.

J. M. Eder u. E. Valenta (Kaiserliche Akademie der Wissenschaften in Wien). **Atlas typischer Spektren.** 53 Tafeln mit XVI und 144 Seiten erläuterndem Text. gr. 4°. Herausgegeben von dem Komitee zur Verwaltung der Erbschaft Treitl. Wien 1911. Heliogravüre und Kupferdruck aus dem K. u. K. Militärgeographischen Institut und der K. K. Graphischen Lehr- und Versuchsanstalt in Wien. Druck des Textes aus der K. K. Hof- und Staatsdruckerei in Wien. In Kommission bei Alfred Hölder, K. u. K. Hof- und Universitätsbuchhändler, Buchhändler der Kais. Akademie d. Wiss. in Wien. Preis Mk. 78.—

Es ist immer mit Freuden zu begrüßen und ein sehr verdienstvolles Werk, wenn namhafte Forscher ihre umfassenden Kenntnisse und Erfahrungen auf einem Spezialgebiet in den Dienst der Allgemeinheit stellen und in einem allgemein zugänglichen und nützlichen Sammelwerk niederlegen. Ganz besonders gut ist hierbei die Spektroskopie weggekommen: Man denke nur an das Handbuch von Kayser, den Spektralatlas von Hagenbach und Konen und die Wellenlängentabellen von Exner und Haschek.

Diesen Werken reiht sich nunmehr das vorliegende würdig an. Auf 53 Tafeln in Heliogravüre enthält es die typischen Spektren fast sämtlicher Elemente, auch der jüngst von Auer entdeckten, Aldebaranium und Cassiopeium. Es unterscheidet sich aber in vielfacher Hinsicht von dem wertvollen Atlas von Hagenbach und Konen. Schon rein äußerlich: Während nämlich dieser die Linien hell auf dunklem Grunde wiedergibt, sind in jenem die Linien dunkel auf hellem Grunde. Nach Ansicht der Verfasser sollen dadurch weniger Feinheiten verloren gehen. Jedenfalls läßt die Feinheit der Reproduktion nichts zu wünschen übrig, wenn auch manche der Spektrogramme reichlich dunkel sind.

In einer Beziehung geht aber dieser Atlas über die früheren hinaus: Er vereinigt sowohl Gitter- wie Prismenspektren, letztere auch für den ultravioletten Teil. Das ist um so dankenswerter, als ja nicht jeder in der Lage ist, Spektralbeobachtungen oder -aufnahmen mit einem Rowlandschen Reflexionsgitter größerer Dispersion machen zu können und daher auf Spektrographen mit Glas- bzw. Quarzoptik angewiesen ist. Auch ist es nicht immer ganz leicht, ein Gitterspektrum in ein prismatisches Spektrum zu übersetzen, zumal, wenn ersteres in der Reproduktion vorliegt, letzteres aber visuell beobachtet wird. Jedenfalls ist der Vergleich von Spektren und die Identifizierung von Linien durch das vorliegende Werk außerordentlich erleichtert

Aber die Reichhaltigkeit dieses neuen Atlasses

geht noch viel weiter. Nicht nur, daß von jedem Element sichtbares wie ultraviolettes Spektrum in Bunsenflamme, Sauerstoffgebläse, Bogen und Funken wiedergegeben ist, es ist auch Wert darauf gelegt, die Spektren verschiedener Verbindungen eines und desselben Elements sowie Gemische verschiedener Elemente zu bringen. Um ein Beispiel anzuführen: Barium, Bogenspektrum, Funkenspektrum; Bariumfluorid, Bogenspektrum, Funkenspektrum; Bariumchlorid, Flammen-, Bogen- und Funkenspektrum; Bariumbromid, Bogen- und Funkenspektrum; Bariumjodid, Flammenspektrum; Bariumkarbonat, Flammenspektrum; Bariumnitrat, Flammenspektrum; Bariumoxyd, Bogen- und Funkenspektrum usf. Bei vielen Elementen wurde der Bogen bzw. Funke in verschiedenen Gasatmosphären erzeugt; der Bogen wurde zwischen Kohlen gebrannt, die mit dem betreffenden Element oder dessen Salz beschickt waren, oder zwischen Elektroden aus dem betreffenden Element gebildet. Wie groß die Vielseitigkeit dieses Atlasses ist und, für wie viele Gebiete er in Betracht kommen kann, mag daraus hervorgehen, daß auch die Spektren verschiedener Zündsätze abgebildet sind.

Atlas „typischer" Spektren wurde das Werk benannt, weil die Spektren so wiedergegeben sind, wie man sie unter gewöhnlichen Umständen und bei normaler Belichtung erhält. Die Abbildung der Spektren ist, wie oben schon gesagt, dunkel auf hellem Grunde in Heliogravüre gegeben. Dicht unter den Spektren ist eine Wellenlängenskala, während über den Spektren die hauptsächlichsten Verunreinigungen bei den betreffenden Linien durch chemische Zeichen bemerkt sind und bei den hellsten bzw. charakteristischsten Linien des betr. Elements oder der Verbindung die Wellenlänge angegeben ist. All dies ist in die Kupferplatten sorgfältig eingestochen und macht in der Reproduktion einen sehr sauberen Eindruck. Die Übersichtlichkeit der Spektren wird dadurch gefördert und die Orientierung erleichtert.

Da die hier gegebenen Wellenlängen nicht immer ausreichen, sind in dem erläuternden Text die wichtigsten Linien auf hundertstel Angströmeinheiten mit Helligkeitsschätzungen in Tabellenform gegeben. Da sich namentlich für die seltenen Elemente spektrometrische Messungen in der Literatur nicht umfassend genug vorfanden, haben die Verfasser an einer großen Zahl von Elementen solche selber vorgenommen und auszugsweise wiedergegeben.

Alles in allem liegt hier ein außerordentlich reichhaltiges Sammelwerk vor, das dem Physiker, Chemiker, Photochemiker, Astrophysiker und manchen anderen Kategorien von großem Nutzen sein wird, und jedem das bieten kann, was er braucht. Die Reproduktion der prismatischen Spektren wird insbesondere dem Chemiker sehr erwünscht kommen. Es ist um so anerkennenswerter, daß die Verfasser sich dieser großen Arbeit unterzogen haben, und man wird ihnen ohne weiteres glauben können, daß fünf Jahre rastloser Tätigkeit zur Fertigstellung dieses Werkes erforderlich waren. Großer Dank gebührt auch der Wiener Akademie der Wissenschaften, durch deren tatkräftige Förderung und finanzielle Unterstützung die Herausgabe ermöglicht wurde.

Georg Gehlhoff.

Berthold Dunz, Neuere Kenntnisse von den Seriengesetzen der Linienspektra. Vollständige Zusammenstellung des Beobachtungsmaterials und seiner Deutung auf Grund der Seriengesetze. Nebst Anhang: F. Paschen, Erweiterung der Seriengesetze der Linienspektra auf Grund genauer Wellenlängenmessungen im Ultrarot. gr. 8. IV und 84 Seiten. Leipzig, Verlag von S. Hirzel. 1911. M. 2.—

Die Kenntnis der Seriengesetze der Linienspektra, die wir hauptsächlich Kayser, Runge, Rydberg, Ritz und Bergmann verdanken, hat durch die Messung von Wellenlängen im Ultraroten von F. Paschen eine erhebliche Erweiterung erfahren. Es liegen nämlich die stärksten Serienlinien der Elemente, insbesondere die Grundlinien vieler bekannter Serien, im Ultraroten. Auch die ersten Glieder der Bergmann-Serie aller untersuchten Elemente wurden gefunden. Schließlich führten die Messungen zur Auffindung neuer Serien und ergaben die experimentelle Begründung des Kombinationsprinzips von W. Ritz durch Auffindung von Kombinationslinien in allen Serienspektren.

Infolge dieser Erweiterung unserer Kenntnisse war eine vollkommene Zusammenstellung der Seriensysteme der meisten Serienspektren mit den Kombinationen möglich, die in der vorliegenden Schrift auf Veranlassung von F. Paschen gegeben ist. Sie umfaßt die Serienspektra der Alkalimetalle (*Li, Na, K, Rb, Cs*), der Erdalkalimetalle (*Ca, Sr, Ba*), der Erdmetalle (*Al, In, Tl*), der Metalle der Magnesiumgruppe (*Mg, Zn, Cd*), ferner *H, He, O, S, Se, Hg, Cu, Ag*, soweit sie heute bekannt sind. Es wurde ferner für die einzelnen Elemente eine Grenze berechnet und die Terme der einzelnen Serien gebildet sowie die durch Kombination dieser Terme dargestellten Serien angeführt. Es dürfte hier wohl die bisher vollständigste und genaueste wie sorgfältigste Zusammenstellung der bekannten Serienspektra und ihrer Kombinationen vorliegen.

Georg Gehlhoff.

Tagesereignisse.

Aufruf der Gesellschaft für positivistische Philosophie. Eine umfassende Weltanschauung auf Grund des Tatsachenstoffes vorzubereiten, den die Einzelwissenschaften aufgehäuft haben, und die Ansätze dazu zunächst unter den Forschern selbst zu verbreiten, ist ein immer dringenderes Bedürfnis vor allem für die Wissenschaft geworden, dann aber auch für unsere Zeit überhaupt, die dadurch erst erwerben wird, was wir besitzen.

Doch nur durch gemeinsame Arbeit vieler kann das erreicht werden. Darum rufen wir alle philosophisch interessierten Forscher, auf welchen wissenschaftlichen Gebieten sie auch betätigt sein mögen, und alle Philosophen im engeren Sinne, die zu haltbaren Lehren nur durch eindringendes Studium der Tatsachen der Erfahrung selbst zu gelangen hoffen, zum Beitritt zu einer Gesellschaft für positivistische Philosophie auf. Sie soll den Zweck haben, alle Wissenschaften untereinander in lebendige Verbindung zu setzen, überall die vereinheitlichenden Begriffe zu entwickeln, und so zu einer widerspruchsfreien Gesamtauffassung vorzudringen.

Um nähere Auskunft wende man sich an Dozent M. H. Baege, Friedrichshagen b. Berlin, Waldowstraße 23. Unterzeichnet u. a. von Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Hilbert, Göttingen; Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Kammerer, Char-

lottenburg; Hofrat Prof. Dr. E. Mach, Wien; Prof. Dr. Einstein, Prag; Prof. Dr. Ritter v. Seeliger, München; Geh. Hofrat Prof. Dr. Helm, Dresden; Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. F. Klein, Göttingen; Prof. Dr. Rhumbler, Hann.-Münden; Geh. Hofrat Prof. Dr. Wiener, Leipzig.

Ein **Institut für Radiumforschung** soll in Warschau errichtet werden. Graf Josef Potocki hat sich bereit erklärt, dem vor wenigen Jahren begründeten Wissenschaftlichen Verein in Warschau die dazu erforderlichen Mittel zu stiften, falls Frau Curie in Paris sich entschließen würde, in dem neuen Institut zu arbeiten. Frau Curie hat die Aufforderung, nach Warschau überzusiedeln, zunächst abgelehnt, die Errichtung des Instituts aber befürwortet und ihre Mitarbeiter M. Danysz und M. L. Wertenstein veranlaßt, nach Warschau zu gehen.

Der ordentliche Professor der Mathematik an der Universität Würzburg Geheimer Rat Dr. **Friedrich Prym** hat aus **Anlaß seines 70. Geburtsfestes** ein Kapital von 20000 Mark zwecks Errichtung einer Stipendienstiftung zur Heranbildung junger Gelehrter in den Fächern der reinen und angewandten Mathematik gestiftet.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Akademie für Sozial- und Handelswissenschaft in Frankfurt a. M. Dr. K. Steiger für Chemie, an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. Kaderavek für synthetische Geometrie.

Ernannt: Der ord. Professor der organischen Chemie am University College in London Dr. John Norman Collie zum Direktor der chemischen Laboratorien daselbst (als Nachfolger von Sir William Ramsay), die Associate-Professoren am Massachusetts Institute of Technology in Boston F. Jervett Moore (organische Chemie), Charles L. Adams (Zeichnen und deskriptive Geometrie) und Charles E. Fuller (Mechanische Technologie: Theoretische und angewandte Mechanik) zu ord. Professoren für die gleichen Gebiete an derselben Hochschule, der Assistant Professor für physikalische Chemie am Massachusetts Institute of Technology in Boston Dr. William C. Bray und der Assistant Professor für physikalische Chemie an der University of Cincinnati Dr. Richard C. Tolman zu a. o. Professoren der Chemie an der University of California in Berkeley, der Privatdozent an der Universität Marburg Professor Dr. Karl Fries zum a. o. Professor der Chemie, der Privatdozent und Adjunkt am serotherapeutischen Institut in Wien Dr. Ernst Pick zum a. o. Professor für angewandte medizinische Chemie an der Universität in Wien, Dr. William R. Flint zum Professor der anorganischen und analytischen Chemie an dem Throop Polytechnic Institute in Pasadena, Californien, Dr. Graham Edgar zum Associate-Professor der Chemie an der Universität von Virginia.

Verliehen: Dem Mitinhaber der optischen Werke in Wetzlar Ernst Leitz jun. die Würde eines Ehrendoktors der Medizin der Universität Gießen, dem a. o. Professor der Chemie in Freiburg i. Br. Dr. A. Windaus der aus Anlaß der Einweihung des Neuen Kollegienhauses zu Freiburg i. Br. jetzt zum erstenmal zur Verteilung kommende, vom Großherzog gestiftete „Großherzog-Friedrich-Preis", dem Professor der höheren Mathematik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Otto Dziobek der Titel Geheimer Regierungsrat.

Abgelehnte Berufung: Professor Frederick G. Donnan von der University Liverpool als Professor für allgemeine Chemie an die Universität London (vgl. diese Zeitschrift **13**, 335, 1912).

Gestorben: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Lyon und Direktor des Observatoriums daselbst Dr. Charles André, der ord. Professor der mathematischen Astronomie an der Universität Paris Dr. Henri Poincaré.

Angebote.

Im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu Dresden ist am 1. Oktober 1912, infolge Ausscheidens des seitherigen Inhabers, eine

Assistentenstelle

zu **besetzen.** Bewerbungen möge ein Lebenslauf und Referenzen beigefügt werden.

Dr. Hallwachs.

Gesuche.

Promovierter Physiker

zurzeit mathematischer Assistent, **sucht** zum 1. Oktober **Stellung** als **Assistent** am Physikalischen Institut. Anfragen erbeten an das Physikalische Institut Halle a. S.

Promovierter Physiker

bereits Assistent gewesen, **sucht** Stellung. Off. unter **S. H. 370** an die Expedition dies. Zeitschr.

Dr. phil., chemisch gebild. Physiker

mehrjähr. Univers.-Assistent, mit kaufm. Praxis und fast aller europ. Sprachen kundig, **sucht** geeigneten Posten, auch im Ausland. Gefl. Off. unter **S. H. 371** an die Exped. dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

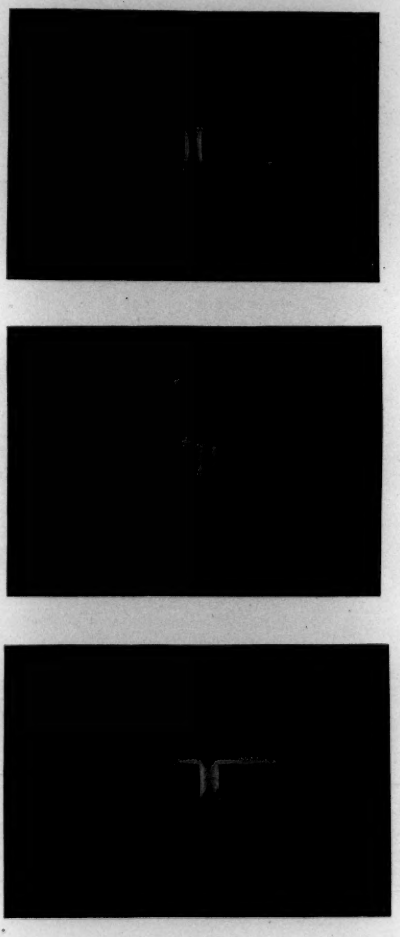


Fig. 6.